

THÈSE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE

pour obtenir le titre de

Docteur de l'Université Pierre et Marie Curie

Mention : PHYSIQUE

Spécialité : SCIENCES DE L' ATMOSPHERE

Présentée par

Romain PILON

**Transport et élimination des radionucléides naturels
par les processus nuageux :
Mécanismes et représentation dans un modèle de climat**

soutenue le 26 mars 2013 devant le jury composé de :

Rapporteurs

Céline MARI

Examineurs :

Johannes QUAAS

Philippe BOUSQUET

Jean-Marcel PIRIOU

Directeur de thèse :

Jean-Yves GRANDPEIX

Codirecteur de thèse :

Philippe HEINRICH

Présidente :

Hélène CHEPFER

Laboratoire de Météorologie Dynamique
Commissariat à l'Energie Atomique

RÉSUMÉ

Cette thèse porte sur l'étude de la répartition des radionucléides dans l'atmosphère et de sa variabilité spatiale et temporelle. Les radionucléides objets de cette étude sont ceux mesurés par les stations du système de surveillance international (IMS) de l'Organisation du traité d'interdiction complète des essais nucléaires, et plus particulièrement les deux radionucléides naturels, béryllium-7 et plomb-210, fréquemment utilisés dans l'étude du transport atmosphérique. L'outil principal est le modèle de circulation générale LMDz.

Les tropiques constituent la région dont les concentrations à la surface sont le plus mal simulées par le modèle LMDz. Ce désaccord entre les mesures et les simulations met en évidence le besoin d'une meilleure représentation du transport dans les systèmes convectifs et une meilleure compréhension des processus physiques représentés dans le modèle.

Pour cela, nous avons développé une paramétrisation du transport des radionucléides et de leur élimination par la condensation à l'intérieur des nuages convectifs profonds et par les précipitations. Cette paramétrisation suit au plus près le modèle convectif d'Emanuel. Elle a été développée dans la version unicolonne du modèle de climat LMDz et mise au point principalement à l'aide du ^7Be .

Grâce à sa source située dans la haute troposphère et la stratosphère, ce traceur est très utile pour évaluer les processus qui redistribuent verticalement le radionucléide : d'une part son absorption par les gouttes d'eau et sa libération ultérieure lors de l'évaporation de ces dernières et, d'autre part, son transport dans les divers courants de la convection profonde. Ce traceur permet aussi d'avoir regard sur les mécanismes mis en jeu dans les nuages stratiformes et sur l'effet des précipitations associées et de leur évaporation.

L'analyse des différents processus affectant la distribution des traceurs dans le modèle 1D montre comment les processus convectifs et de précipitations de grande échelle combinent leurs effets. Les descentes précipitantes de la convection profonde déplacent du ^7Be au voisinage de la surface et en déposent peu dans la troposphère moyenne, contrairement aux pluies de grande échelle qui éliminent le ^7Be de toute la troposphère lorsqu'elles sont fortes et peuvent en restituer dans toute l'épaisseur de la troposphère lorsqu'elles sont faibles et soumises à une forte évaporation. Elles sont ainsi les principales sources de variabilité de la concentration simulée de ^7Be , en particulier au voisinage de la surface. La pertinence de cette analyse semble confirmée par l'accord entre simulation 1D et observations de la dépendance de la concentration de ^7Be mesurée à la station de Darwin (Australie) sur les phases de la MJO.

De plus, le ^7Be est adéquat pour tester la physique du modèle LMDz. En effet, la proportion relative de précipitations convectives et stratiformes dans le modèle, qui est usuellement difficile à valider puisqu'elle ne correspond pas à des grandeurs observables, affecte directement la concentration de ^7Be à la surface et peut être confrontée aux observations au sol. Ainsi notre modèle de transport et lessivage fournit un moyen d'évaluation du fonctionnement de la physique du modèle à partir de mesures à la surface.

Table des matières

I	Introduction et État de l'art	1
<hr/>		
1	Introduction	3
2	Convection profonde et environnement	9
1	La convection profonde dans l'atmosphère	9
2	Systèmes convectifs meso-échelle	13
3	Points clés	14
3	Les nuages et aérosols	17
1	Aérosols	17
1.1	Définition	17
1.2	Catégories d'aérosols	17
1.3	Distribution des aérosols	18
2	Formation des nuages et des précipitations	19
2.1	Nucléation des gouttelettes	19
2.2	Activation des noyaux de condensation	19
3	Processus microphysiques liés à l'eau : le lessivage	20
3.1	Définition	21
3.2	Lessivage au sein de la masse nuageuse	22
3.3	Lessivage par les précipitations : impaction	22
3.3.1	Diffusion brownienne	22
3.3.2	Interception	22
3.3.3	Impaction inertielle	23
3.4	Évaporation des gouttes	23
4	Espèces traces : les radionucléides	23
4.1	Radionucléide cosmogénique ^7Be	24
4.1.1	Étymologie et histoires	24
4.1.2	Production du béryllium 7	25
4.1.3	Le ^7Be dans l'atmosphère	28
4.2	Radionucléide radiogénique ^{210}Pb	29
4.2.1	Production du plomb 210	29
4.2.2	Le ^{210}Pb dans l'atmosphère	29
4.3	Tailles des radionucléides ^{210}Pb et ^7Be	30

II Transport et lessivage dans un modèle de climat 31

4	Le modèle LMDz	33
1	Les modèles de climat et le modèle LMDz	33
1.1	Conception des modèles de climat	33
1.2	Paramétrisations	34
1.2.1	Représentation de la convection profonde dans les modèles	35
1.2.2	Convection profonde dans LMDz	37
1.2.3	Paramétrisation de la condensation de grande échelle et nuages strati- formes	38
1.3	Météorologie et traceurs	38
2	Transport, convection et lessivages	39
2.1	Transport sous maille	39
2.2	Lessivage convectif et lessivage stratiforme	40
5	Paramétrisation du transport et du lessivage dans la convection profonde	43
1	Notations et conventions	45
2	Courants saturés	46
2.1	Ascendance adiabatique	46
2.1.1	Alimentation de la convection à la base du nuage	47
2.1.2	Conversion en précipitations	47
2.1.3	Traceurs dans les précipitations issues de l'ascendance adiabatique	49
2.1.4	Fractionnement des traceurs	49
2.2	Courants mélangés	50
2.2.1	Principes des mélanges	50
2.2.2	Le mélange des traceurs	52
2.2.3	Traceurs dans les précipitations issues des courants mélangés	54
2.3	Formulation finale	55
2.4	Des courants saturés au courants insaturés	57
3	Courants insaturés	57
3.1	Principes	57
3.2	Transport des traceurs	58
3.3	Résolution	61
3.3.1	Représentation de la descente précipitante	61
3.3.2	Détermination des inconnues	62
3.4	Coefficient de lessivage Λ	64
3.5	Formulation finale	66
4	Récapitulation	67
5	Discussion sur les hypothèses faites dans la paramétrisation	69
6	Paramétrisation du lessivage stratiforme	71
1	Modèle de nuage	71
2	Représentation du lessivage	73
2.1	Méthodologie	73
2.2	Lessivage par nucléation	74

2.2.1	Conversion en précipitation selon Reddy & Boucher	74
2.2.2	Nouvelle formulation :	75
2.3	Lessivage par impaction	76
2.4	Restitution par évaporation	76
3	Résumé	77

III Simulations avec le modèle de climat LMDz **79**

7	Expériences numériques et validation du modèle	81
1	Modèle unidimensionnel LMDz	81
2	TOGA COARE	82
2.1	Simulation du cas TOGA COARE	82
2.2	Présentation de l'article	83
3	TWP-ICE	85
3.1	Présentation	85
3.2	Variabilité convective et variabilité des concentrations	85
3.3	Comparaisons aux observations	89
4	Cas terrestre : ARM	91
4.1	Présentation	91
4.2	Simulations	91
4.2.1	Effet de la convection sur les traceurs	92
4.2.2	Sensibilité aux paramètres de lessivage	94
8	Discussion des résultats et critique du modèle	99

Conclusions **107**

9 Conclusions et perspectives **107**

Annexes **115**

A Article **115**

Bibliographie **131**

Introduction et État de l'art

Introduction

PRÉAMBULE

La neige qui tourbillonne, les nuages bloqués au sommet des montagnes, les orages qui refroidissent l'air, les nuages de poussières révèlent les processus physiques et les écoulements atmosphériques d'échelle humaine (du mètre à la dizaine de kilomètres). Les mécanismes atmosphériques plus grands, d'échelle moyenne, se manifestent, par exemple, par des averses qui peuvent se détecter grâce à des radars. Pour observer les objets de plus grande taille, il est nécessaire de prendre du recul et l'utilisation de satellites permet une étude plus globale.

Au niveau de l'équateur, la surface reçoit la forte chaleur du Soleil et réchauffe l'air. L'air s'élève dans l'atmosphère et se déplace vers les latitudes plus élevées. C'est la circulation de Hadley. La partie ascendante de cette circulation (globale) est alimentée par des cellules convectives, beaucoup plus petites. La différence des échelles auxquelles se produisent ces phénomènes rend difficile l'utilisation d'un seul outil de mesure. Plusieurs moyens d'investigation existent pour analyser ce genre de processus atmosphériques.

L'observation in situ des nuages d'orage, pouvant aller jusqu'à plusieurs kilomètres de large et de haut, est assez limitée par la force des mouvements internes (avec des vents verticaux qui peuvent aller jusqu'à 20 m s^{-1} et des particules de glace allant jusqu'à plusieurs centimètres). Il est plus aisé d'utiliser des traceurs. [Boe et al. \(1992\)](#); [Stith et al. \(1996\)](#) utilisèrent des paillettes métalliques, de l'hexafluorure de soufre et de l'iodure d'argent associés à des radars et des mesures au sol pour examiner la dynamique et les caractéristiques microphysiques de ces nuages dans les Grandes Plaines nord américaines. Cependant, ces expériences sont limitées par leur coût, et les structures internes ne se manifestent pas clairement.

Les modèles atmosphériques simulent l'atmosphère terrestre, ses écoulements atmosphériques, ses nuages et les interactions diverses comme celles des nuages avec le rayonnement solaire. Ils permettent aussi d'étudier (entre autres) le transport d'aérosols, de particules radioactives ou biologiques, de gaz ... Le transport d'espèces traces est utilisé pour valider les schémas d'advection ([Nair et Lauritzen, 2010](#)), pour étudier le couplage chimie/aérosol-climat ([Bousquet et al., 2011](#); [Boucher et Pham, 2002](#); [Szopa et al., 2012](#)), mais aussi pour étudier la dispersion de polluants ([Jacob et al., 1987](#); [Krey et Nicholson, 2001](#)) ou les processus nuageux tels que la convection profonde ([Salzmann et al., 2004](#)).

L'ajout de traceurs dans cette atmosphère virtuelle donne la possibilité de s'affranchir des difficultés de mesures (matérielles et humaines). Toutefois, les modèles atmosphériques reposent sur des représentations des phénomènes macro- et microphysiques qui ne sont pas tous résolus à cause notamment des ressources informatiques actuelles. Les traceurs peuvent alors être aussi utilisés pour améliorer la compréhension des processus non résolus et leur représentation dans les modèles. Ainsi, les traceurs peuvent nous éclairer sur les mécanismes nuageux (du modèle atmosphérique) et leur influence sur la distribution de ces traceurs dans cette atmosphère virtuelle.

Le thème principal de cette thèse porte sur des traceurs particuliers, les radionucléides. Certains sont produits naturellement à la surface, tel le ^{210}Pb , d'autres au sommet de la troposphère, comme le ^7Be . Ils s'attachent aux aérosols et subissent avec eux le transport atmosphérique et l'élimination par

les précipitations. Ils sont observables grâce à leur radioactivité et sont observés quotidiennement au sol par les stations de surveillance des essais nucléaires. Notre but est de fournir une représentation physique des processus de transport et d'élimination de ces traceurs afin de suivre leur devenir au travers des processus de convection profonde et de condensation dans les nuages stratiformes. Ensuite la confrontation des simulations avec les observations apportera des informations sur les mécanismes atmosphériques et fournira des contraintes sur le modèle de climat.

CONTEXTE GÉNÉRAL ET PROBLÉMATIQUE

Convection atmosphérique La convection joue un rôle majeur dans la météorologie globale de l'atmosphère terrestre et se produit partout dans la troposphère. Les régions tropicales sont les plus touchées par la convection, et plus particulièrement la zone de convergence intertropicale (ZCIT). À cet endroit, de gros cumulonimbus se forment qui atteignent régulièrement le sommet de la troposphère ; les précipitations y sont considérables et la convection en est la principale source. C'est le moteur de la cellule de Hadley.

Cette circulation est mise en évidence sur la figure 1.1 : l'air s'élève au niveau de la ZCIT, qui reçoit le plus de rayonnement solaire engendrant plus de source de chaleur, et une fois la tropopause atteinte, l'air est repoussé vers les latitudes plus élevées ; l'air, plus sec, refroidit et descend aux tropiques. La convection profonde est caractérisée par le transfert vertical de chaleur et d'humidité. Les nuages convectifs, généralement pas plus larges que 100 km² stabilisent l'atmosphère par la redistribution d'énergie et d'humidité, et sont accompagnés d'enclumes qui interagissent fortement avec le rayonnement solaire et terrestre.

Les régions continentales s'y distinguent par leur convection profonde. En effet, l'Afrique centrale et l'Amérique centrale constituent les deux sources majeurs de systèmes convectifs profonds. Le bassin chaud situé entre la partie ouest de l'océan Pacifique et l'est de l'océan Indien est la troisième zone majeure de convection profonde.

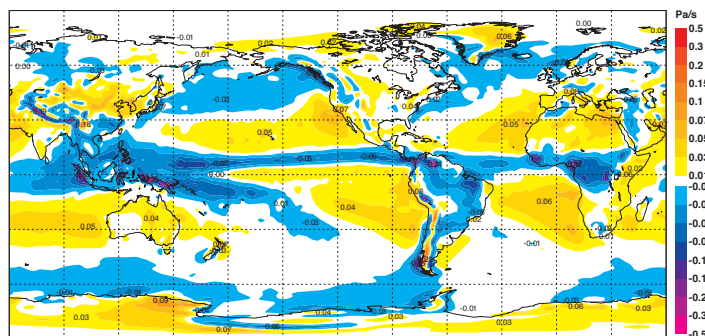


FIGURE 1.1 – Moyenne annuelle (2006) de la vitesse verticale à 500 hPa représentée dans ERA-40 (en Pa/s).

Modélisation des systèmes convectifs La modélisation des nuages est indispensable pour étudier, par exemple, l'évolution des polluants atmosphériques (Trickl *et al.*, 2003; Schumann *et al.*, 2011), la prévision des événements orageux (Davis, 2008) ou le changement climatique (Dufresne *et al.*, 2013). Les modèles numériques sont un outil important pour comprendre et prédire ces changements.

Plus particulièrement, ils constituent des outils privilégiés pour aborder l'étude de phénomènes où les aérosols, les échanges radiatifs, les nuages interagissent les uns avec les autres et avec la dynamique de l'atmosphère.

Un grand nombre des processus atmosphériques ne sont pas explicitement résolus par les modèles climatiques à cause de la résolution de ces derniers. C'est le cas des nuages convectifs dont les mécanismes de formation sont trop petits pour être résolus explicitement dans les modèles de climat : leurs effets doivent être paramétrés.

Un système convectif fait intervenir un ensemble de nuages autour d'un nuage de convection profonde : un cumulonimbus. Cet ensemble de nuages comprend aussi bien des nuages convectifs que des nuages stratiformes, par exemple l'enclume d'un cumulonimbus. Les modèles de climat ont une résolution qui les oblige à séparer artificiellement les nuages en deux catégories : les nuages de convection profonde qui s'apparentent aux tours convectives, et les nuages dit de grande échelle qui s'apparentent à tous les autres nuages tels que les nuages stratiformes mais aussi les autres nuages formés par des processus convectifs : petits cumulus, altocumulus, enclumes ... La grande échelle désigne une échelle qui serait bien plus grande que celle de la convection. Cependant, les modèles de climat sont une représentation grossière de l'atmosphère et cherchent seulement à décrire l'effet de processus physiques non résolus sur la circulation générale, et s'autorisent à inclure des nuages physiquement convectifs et plus petits que la convection profonde dans le terme « grande échelle ».

La paramétrisation de ces processus dans les modèles de circulation générales (GCM) est un problème important puisqu'ils affectent l'environnement et le climat : en plus de déplacer de l'énergie et de l'eau, ils redistribuent les aérosols. Depuis les deux dernières décennies, la complexité et le réalisme de la représentation des processus liés à la convection profonde ont augmenté (Arakawa, 2004).

Les aérosols transportés par ces nuages convectifs subissent des transferts de l'air à l'eau condensée (c'est le lessivage) et de l'eau à l'air. Les représentations de ces mécanismes liés à l'eau dans les schémas de convection profonde diffèrent fortement d'un GCM à l'autre (Rasch *et al.*, 2000) et de nombreuses incertitudes en résultent (Mahowald *et al.*, 1995; Tost *et al.*, 2006b, 2010).

Problématique de la thèse

Dans le cadre du traité de non-prolifération des armes nucléaires, le CTBTO¹ a mis en place un réseau de surveillance mondiale (figure 1.2). Les stations de mesures de ce réseau permettent la capture d'éléments radioactifs naturels afin de vérifier et d'évaluer les moyens de détection. Certains des radionucléides mesurés sont très utiles pour diagnostiquer les modèles de climat et les paramétrisations, en les utilisant comme traceurs (Brost *et al.*, 1991). En effet, les radionucléides s'attachent aux aérosols présents dans l'atmosphère qui les transportent, et que les aérosols soient dans l'eau ou dans l'air, ces traceurs sont aussi transportés. Ils permettent d'avoir un regard sur les mécanismes des nuages (Balkanski *et al.*, 1993; Liu *et al.*, 2001) à partir de mesures au sol. Les deux radionucléides naturels, béryllium 7 et plomb 210, ont des sources situées en haut et en bas de la troposphère (Koch *et al.*, 1996). Ainsi, quand la convection profonde est déclenchée et le système de nuages associés est développé, ces traceurs sont transportés et subissent aussi bien les processus physiques engendrés par la convection profonde que ceux des nuages stratiformes.

En utilisant les radionucléides ⁷Be et ²¹⁰Pb, Heinrich et Jamelot (2011) exposent les écarts des concentrations à la surface en utilisant différents schémas de convection profonde et d'élimination des aérosols dans les nuages convectifs. De tels résultats furent le départ de cette thèse.

¹ *Comprehensive Nuclear-Test-Ban Treaty Organization*



FIGURE 1.2 – Carte mondiale avec les localisations des stations de mesures de radionucléides du CTBTO.

Le principal but de cette thèse est de mieux déterminer les représentations et les effets des processus qui transportent et éliminent les aérosols – et donc les radionucléides – de l’atmosphère dans les systèmes convectifs, représentés dans le modèle LMDz, afin d’essayer d’améliorer la compréhension des niveaux des radionucléides simulés à la surface.

Que nous apportent les radionucléides sur le fonctionnement des systèmes convectifs ? Quels sont les effets de ces systèmes sur la distribution de traceurs ? Que nous apportent les radionucléides pour la représentation des nuages convectifs et stratiformes dans les modèles ? Telles sont les principales questions auxquelles cette thèse prétend apporter des éléments de réponse.

GUIDE DE LECTURE

Au mot *modèle* sont associées diverses significations variant selon les personnes qui l’utilisent et selon le contexte. Pour éclaircir l’exposé, il est commode de se référer à la grille explicative des 5 mondes suggérée par Alain Lahellec (communication privée) et présentée sur le tableau 1.1. Cette structure présente un grand intérêt pour la modélisation. Un modèle théorique peut se transcrire en plusieurs formes et s’exprimera différemment selon le monde dans lequel ce modèle est traduit.

Le mot *modèle*, selon les contextes, pourra désigner une description de processus climatiques, physiques et chimiques (qui relèvera principalement des deux premiers mondes) ou un ensemble d’équations mathématiques décrivant ces processus ou l’algorithme de résolution de ces équations (qui relèvera des mondes mathématiques et numériques) ou finalement, un code informatique (tel que le modèle LMDz). Dans la pratique, *modèle* est employé avec un peu toutes ces acceptions simultanément. Pour éviter cet écueil de confusions, tout au long de l’exposé, nous nous efforcerons de faire en sorte que le ou les mondes auxquels appartiennent les concepts manipulés soient clairement identifiés, et à utiliser des concepts qui ont un sens physique voire, lorsque cela est possible, à utiliser le monde des apparences. À défaut, le langage commun aux concepts utilisés sera celui du monde mathématique, mais débordera sur le monde numérique : la maille du modèle de circulation générale joue un rôle important, alors qu’elle n’a aucun sens dans les équations mathématiques de la météorologie.

Cette thèse est séparée en trois parties.

TABLE 1.1 – Les cinq mondes d'un modèle

Apparences
Théories (physique, chimie, biologie, économie)
Mathématique
Numérique
Informatique

La première partie évoque théoriquement les principes fondamentaux de la convection, des nuages et des radionucléides. Dans le chapitre 2, la convection atmosphérique est expliquée. Puis le chapitre 3 donne des informations sur la microphysique des nuages, ainsi que leur interactions avec les aérosols. Ce même chapitre propose une étude bibliographique des radionucléides.

La thèse se veut aussi d'enrichir le modèle de climat LMDz en lui apportant un nouveau composant et de l'utiliser pour mieux comprendre leur représentation dans le modèle LMDz. C'est dans la seconde partie que nous décrivons la modélisation de transport et d'élimination de traceurs par les nuages convectifs, aussi bien dans la convection profonde que dans les nuages stratiformes.

Il s'agit principalement d'un travail de paramétrisation, ainsi l'essentiel des illustrations et des simulations des applications du modèle vont être faites dans la version unicolonne du modèle LMDz. Nous utiliserons principalement le radionucléide ^7Be car sa source située en haute troposphère et stratosphère permet de quantifier l'effet des courants descendants et des précipitations. On y montre les effets de la convection profonde et des nuages stratiformes et leur importance sur la variabilité des concentrations simulées à la surface, qui sont comparées aux observations. Un article, reprenant la description de la paramétrisation développée, est situé en annexe. Dans celui-ci, des simulations 3D sont faites pour simplement montrer le fonctionnement de la paramétrisation dans des simulations globales.

Convection profonde et environnement

Sommaire

1	La convection profonde dans l'atmosphère	9
2	Systèmes convectifs meso-échelle	13
3	Points clés	14

1 LA CONVECTION PROFONDE DANS L'ATMOSPHÈRE

Qu'est-ce que la convection ?

La convection se rapporte au transport vertical d'une masse de fluide induit par une différence de masse volumique entre cette masse et son environnement. Dans l'atmosphère, la convection prend de nombreuses formes (elle peut être sèche ou humide) et se révèle par la formation de nuages dits cumuliformes tels que ceux exposés sur la figure 2.1. Ces nuages convectifs sont formés de gouttelettes d'eau résultant de la condensation de la vapeur d'eau transportée verticalement.

Formation des nuages convectifs

Les phénomènes à l'origine de la formation des nuages convectifs sont variés. Ils sont toujours dus au refroidissement d'une parcelle¹ d'air lié au soulèvement d'une masse d'air par le relief ou au déplacement de cette masse d'air par l'advection de grande échelle ou bien par échauffement ou humidification près de la surface.

En fonction de l'importance de l'instabilité atmosphérique, des petits nuages (cumulus) peuvent se former ; dans le cas d'une instabilité modérée, des cumulus congestus se formeront (convection dite peu profonde), et si l'instabilité est très importante, ce sont des cumulonimbus qui se développeront, on parle alors de convection profonde.

Les nuages formés par d'autres processus ne sont pas considérés comme convectifs. Ce sont les nuages stratiformes.

Convection et environnement

La façon la plus simple de comprendre le processus de convection est de considérer une parcelle d'air chaud. Parce que sa température est plus élevée que son environnement et que la pression de cette parcelle est en rapide équilibre avec celui-ci, l'air y a une densité plus faible. La conséquence directe de cet écart de masse volumique est que la parcelle s'élève sous l'action de la poussée d'Archimède.

¹Par parcelle, on veut dire « petite partie », « particule » (d'une taille approximative de 10 à 100 m).



(a) Altocumulus stratiformis



(b) Cumulus congestus



(c) Cumulus humilis



(d) Cumulonimbus

FIGURE 2.1 – Photos de différents nuages convectifs : a) Altocumulus (La Réunion), b) Cumulus congestus (Rangiroa, Polynésie française), c) petits cumulus lors de la campagne Rico (photo prise par Bjorn Stevens), d) Cumulonimbus au-dessus de la Floride (photo prise par Andrew Grosse).

D'une façon plus générale, la masse volumique de l'air humide à une pression donnée est une fonction décroissante à la fois de la température et de l'humidité : aussi bien en raison d'un excès d'humidité que d'un excès de température, la parcelle peut s'élever.

L'accélération imprimée par la poussée d'Archimède à une parcelle d'air de masse volumique ρ_p immergée dans un environnement de masse volumique $\tilde{\rho}$ est dénommée la flottabilité de la parcelle ; elle s'écrit :

$$B = g \frac{\tilde{\rho} - \rho_p}{\rho_p}, \quad (2.1)$$

où g désigne l'accélération de la pesanteur.

Lorsqu'il y a déplacement vertical dans l'atmosphère terrestre, il y a variation de pression, ce qui est aussi susceptible de changer la masse volumique de la parcelle. Cette question se simplifie du fait que les parcelles considérées dans la convection atmosphérique sont assez grosses pour que les échanges de chaleur et d'humidité avec l'environnement soient négligeables. Les déplacements verticaux sont aussi supposés adiabatiques.

Il est alors pratique d'utiliser des variables d'état qui soient adiabatiquement invariantes. Pour cela on définit la température potentielle θ égale à la température de la parcelle ramenée adiabatiquement à la pression de référence, $p_0 = 1000$ hPa ; elle s'écrit :

$$\theta = T \left(\frac{p_0}{p} \right)^{R/C_p}, \quad (2.2)$$

où R est la constante thermodynamique de l'air sec ($R = 287 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$) et C_p est la chaleur massique à pression constante pour l'air sec (aussi en $\text{J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$).

Finalement, pour rendre les calculs plus aisés, on définit la température potentielle virtuelle d'une parcelle d'air humide comme la température potentielle qu'aurait une parcelle d'air sec ayant la même masse volumique que la parcelle considérée. On peut montrer que :

$$\theta_v = \theta \left(1 + \left(\frac{R_v}{R_d} - 1 \right) q_v \right), \quad (2.3)$$

où q_v est l'humidité spécifique de la parcelle d'air et R_d et R_v sont respectivement les constantes des gaz pour l'air sec et la vapeur d'eau.

La flottabilité d'une parcelle de température potentielle virtuelle $\theta_{v,p}$ plongée dans un environnement de température potentielle virtuelle $\tilde{\theta}_v$ s'écrit :

$$B = g \left(\frac{\theta_{v,p} - \tilde{\theta}_v}{\tilde{\theta}_v} \right), \quad (2.4)$$

Notion de stabilité

Si une parcelle d'air s'élève adiabatiquement depuis le bas de la troposphère, elle va se dilater et refroidir, tandis que sa température potentielle va rester constante tant qu'il n'y a pas de changement de phase. La température potentielle de la parcelle d'air est indiquée par la ligne fine sur la figure 2.2.

La température de la parcelle diminuant, sa vapeur d'eau arrive à saturation à un niveau nommé nommé LCL (pour *Lifted Condensation Level*). Ce niveau est en général très proche de la base du nuage et est, dans la pratique, souvent confondu avec le sommet de la couche limite. Il en résulte une libération de chaleur latente qui induit une augmentation de la température potentielle virtuelle de la parcelle.

Lorsque la parcelle a une température potentielle virtuelle qui dépasse celle de son environnement, elle acquiert une flottabilité positive : elle est alors au-dessus du niveau noté LFC (pour *Level of Free Convection*). Au-delà, elle poursuit son ascension en accélérant sous l'action de sa flottabilité. Le mouvement ascendant de la parcelle décélère quand sa flottabilité devient nulle ou négative : au niveau LNB (*Level of Neutral Buoyancy*). Ce niveau peut être approximé comme le sommet du nuage.

La convection est profonde lorsque le LNB est situé dans la haute troposphère et que les conditions d'entraînement d'air de l'environnement permettent à la colonne convective d'atteindre ce niveau. Dans le cas contraire (le LNB est trop bas ou l'air entraîné est trop sec), la convection reste peu profonde.

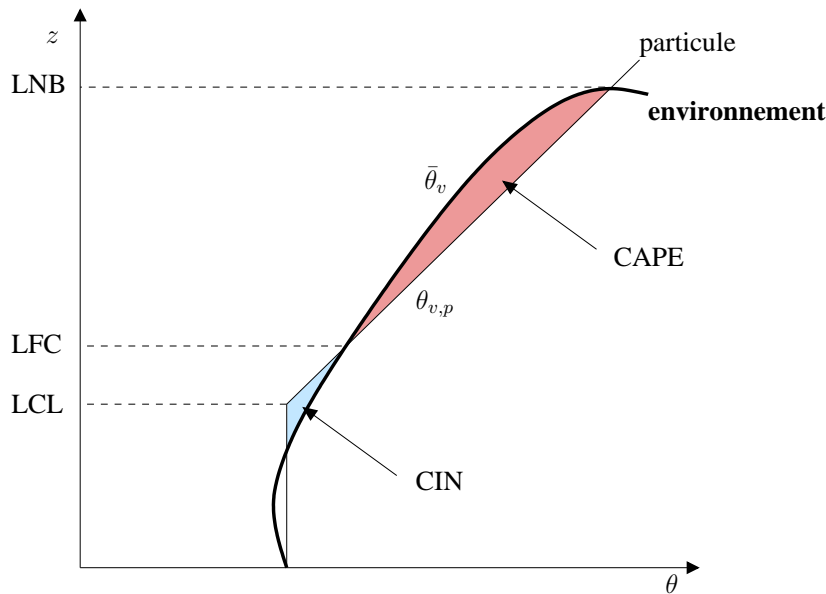


FIGURE 2.2 – Profils de température potentielle virtuelle de l'environnement (courbe épaisse) et d'une particule (courbe fine) dans une ascendance adiabatique.

Inhibition convective et énergie potentielle convective disponible

L'instabilité convective est mesurée en terme de travail (en J/kg) de la parcelle d'air entre deux altitudes différentes. Dans la couche limite, la flottabilité d'une parcelle d'air ascendante est initialement négative par rapport à l'environnement. Une énergie est nécessaire pour déplacer vers le haut cette parcelle jusqu'à son niveau de convection libre où elle va s'élever sous l'effet de sa flottabilité. Cette énergie est le travail produit lors de son ascension par les forces de flottabilité et est appelée inhibition convective : CIN (*Convective Inhibition*).

Elle représente un seuil énergétique qu'il faut que la parcelle dépasse pour franchir le LFC, et est représentée par la zone bleue sur la figure 2.2. Ainsi, entre la surface et le LFC, la CIN s'écrit :

$$\text{CIN} = \int_{z_{\text{surface}}}^{z_{\text{LFC}}} \min(B(z), 0) dz, \quad (2.5a)$$

Si l'énergie de la parcelle d'air est suffisante pour franchir l'inhibition convective – cette énergie peut provenir du chauffage solaire, du relief ou des structures convectives de la couche limite planétaire –, alors la parcelle atteint son niveau de convection libre et s'élève librement jusqu'à son niveau

de flottabilité neutre qu'elle peut dépasser. Ce travail est représenté par la zone rouge sur la figure 2.2 et est appelé l'énergie convective potentielle disponible : CAPE (pour *Convective Available Potential Energy*).

Ainsi, entre le LFC et le LNB, la CAPE s'écrit :

$$\text{CAPE} = \int_{z_{\text{LFC}}}^{z_{\text{LNB}}} B(z) dz . \quad (2.5b)$$

Lorsque le LFC est dépassée, la convection profonde se déclenche, réchauffant l'environnement. La CAPE diminue alors.

Un processus adjoint à la convection a considéré est la formation d'un courant descendant provenant de l'évaporation des précipitations. Cette évaporation requiert de la chaleur, qui fait refroidir l'air de la parcelle. Ainsi, la parcelle a une flottabilité négative et commence à descendre.

Quelques caractéristiques des nuages convectifs profonds

La convection profonde est constituée de nombreux courants verticaux (ascendants et descendants) et déplace de l'air et de l'eau sur toute la verticale de l'atmosphère. Les nuages convectifs vont interagir avec leur environnement et mélanger leur air et eau avec l'air de cet environnement. Les nuages entraînent de l'air sec qui va alimenter à un courant vertical.

Une partie de l'eau condensée à l'intérieur du nuage se transforme en précipitations qui tombent partiellement dans l'air environnant le nuage. Pendant leur descente, les précipitations s'évaporent créant un puits froid qui induit un courant descendant. Lorsque cette descente précipitante atteint la surface, elle crée une poche froide qui s'étale à la surface comme un courant de densité. Ces derniers peuvent se manifester par les poussières qu'ils soulèvent dans les zones arides (comme au Sahel ou dans les Grandes Plaines aux États-Unis). A l'échelle synoptique, l'ensemble des mouvements de ces nuages va induire des mouvements dans l'environnement dont une subsidence.

Cycle diurne

Sur continent, la convection, profonde ou non, est modulée par le cycle diurne du rayonnement solaire (qui affecte principalement la température de surface). Son maximum d'intensité est situé vers midi, cependant le maximum de convection est observé plus tard dans l'après-midi. Au-dessus des océans, le maximum de convection est moins marqué et se produit plutôt au cours de la nuit.

Contrairement aux cumulus créés et présents dans la couche limite, la convection profonde sur continent n'est pas en phase avec le cycle diurne du rayonnement solaire. Ce décalage est principalement lié à l'activité de la couche limite nuageuse et à son rôle dans la redistribution de chaleur et d'humidité dans l'atmosphère.

La base des nuages convectifs profonds au dessus des océans est située entre 300 m et 1 km alors qu'au dessus des continents, elle se situe vers 1 et 3 km. L'évaporation des précipitations joue alors un rôle plus important.

2 SYSTÈMES CONVECTIFS MESO-ÉCHELLE

Les cellules convectives peuvent se développer en groupe et s'organisent pour former un système convectif de meso-échelle, plus communément appelé MCS (pour *Mesoscale Convective System*). Cet ensemble de nuages convectifs regroupés de manière contigüe (voir figure 2.4) est appelé MCS

si son extension horizontale est d'au moins 100 km dans une direction (Houze, 2004). Ces structures forment des lignes de grains, des complexes convectifs méso-échelle (figure 2.4) ou peuvent former les bandes de nuages des cyclones (figure 2.5).

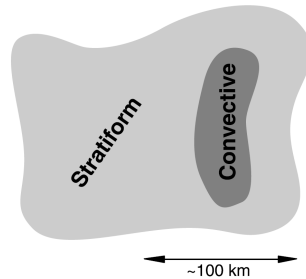


FIGURE 2.3 – Idéalisé d'une carte de réflectivité de radar, divisée en régions convectives et stratiformes (Houze, 2004).

Ces MCS sont composés d'une partie convective (plusieurs tours convectives comprises dans chaque système) allant du sommet de la couche limite à la tropopause et d'une partie stratiforme située à l'arrière de la partie convective formant l'enclume des cumulonimbus. L'enclume constitue la plus grande surface du système nuageux et est située dans le haut de la troposphère (de 600 hPa à la tropopause). La figure 2.3 représente la proportion de nuages convectifs par rapport aux nuages stratiformes. L'enclume est formée et alimentée par le déentraînement de masses nuageuses des tours convectives ; elle est principalement constituée de glace.

Tandis que l'air environnant d'une tour convective isolée est sec, celui-ci est beaucoup plus humide quand une tour est incluse dans un MCS. L'air qui sera entraîné modifiera les mélanges dans les courants convectifs. De plus, lors de la descente des précipitations, celles-ci vont moins s'évaporer. Le fonctionnement de la convection profonde est modifiée par ces systèmes et diffère des tours convectives isolées.

Les systèmes nuageux ont une plus grande longévité, typiquement de six à douze heures – une tour convective a une durée de vie allant de la demi-heure à l'heure –, et la partie stratiforme peut subsister plusieurs jours (Chen et Houze, 1997). La partie stratiforme contribue entre 25 et 50% à la quantité totale des précipitations du système. Dans certaines régions du monde, comme la *Warm Pool* tropicale, les Grandes Plaines aux États-Unis, ou encore l'Afrique sub-Saharienne, les MCS sont la principale source de précipitation.

Les MCS ne sont pas représentés dans les modèles atmosphériques globaux puisque les colonnes convectives sont traitées comme indépendantes et que leur propagation n'est pas représentée. Ce manque va induire des biais dans la représentation d'autres processus comme le transport d'aérosols qui sont tributaires des mécanismes inhérents à ces systèmes comme le transport par l'air et par l'eau dans les différents courants convectifs.

3 POINTS CLÉS

- Les précipitations (et leur évaporation) produisent des courants descendants. Ces courants entraînent de l'air plus sec et plus froid qu'ils déplacent dans la basse atmosphère. Ces courants se répandent à la surface en formant des poches froides qui sont à l'origine des fronts de rafales. Cela peut engendrer de nouvelles colonnes convectives.

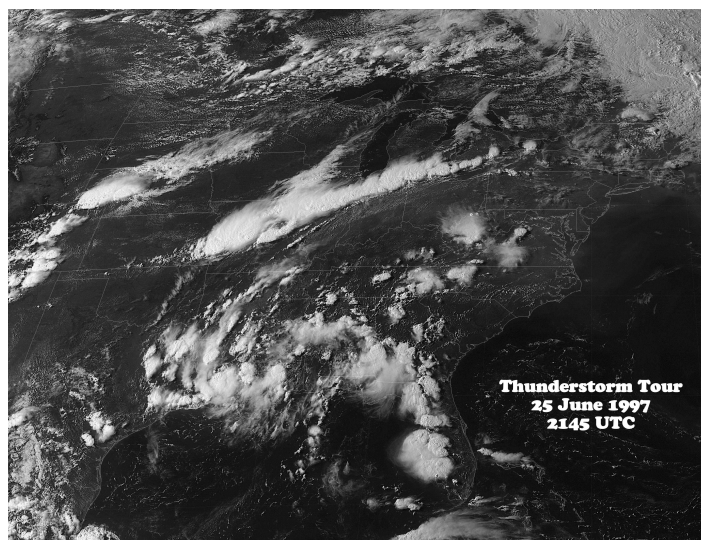


FIGURE 2.4 – Lignes de grains et complexes convectifs méso-échelle au-dessus des Etats-Unis : images prises par GEOS-8 (canal infrarouge), le 25 juin 1997 à 21h45 UTC.

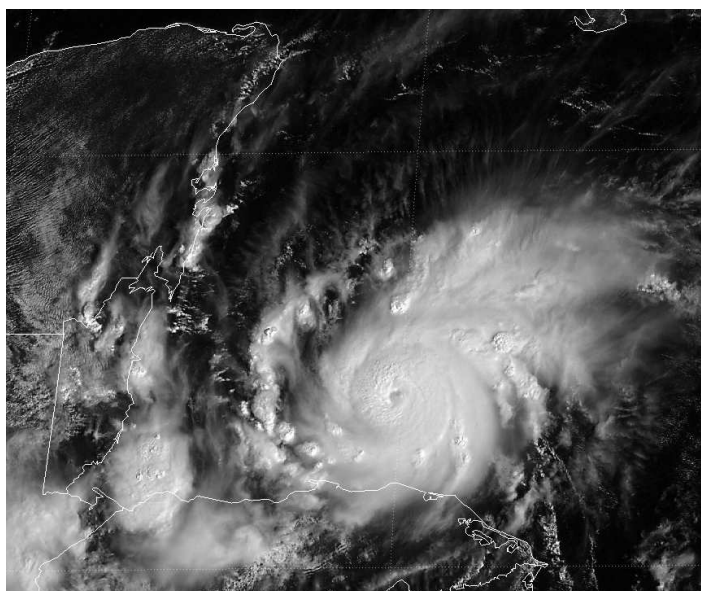


FIGURE 2.5 – Image infrarouge du satellite GEOS-8 (canal infrarouge) du cyclone tropical Iris, le 8 octobre 2001, sur la Mer des Caraïbes. L'œil du cyclone fait 15 km de diamètre.

- La convection est compensée par un mouvement descendant qui prend la forme d'une subsidence de grande échelle, et entraîne un réchauffement et un assèchement de l'environnement.
- Les nuages convectifs redistribuent l'humidité de la couche limite dans le reste de l'atmosphère et dans les précipitations au sol. Ils redistribuent aussi les aérosols qui peuvent ou non influencer sur la formation des nuages.
- Quand le nuage convectif est mûr et a entraîné beaucoup de masse nuageuse, une enclume se forme. Cette dernière est formée de nuages stratiformes, et couvre une grande surface comparée à celle couverte par les tours convectives.
- La convection océanique est très différente de la convection terrestre. Les courants sont plus intenses sur terre et les précipitations s'évaporent en plus grande proportion.

Les nuages et aérosols

Sommaire

1	Aérosols	17
1.1	Définition	17
1.2	Catégories d'aérosols	17
1.3	Distribution des aérosols	18
2	Formation des nuages et des précipitations	19
2.1	Nucléation des gouttelettes	19
2.2	Activation des noyaux de condensation	19
3	Processus microphysiques liés à l'eau : le lessivage	20
3.1	Définition	21
3.2	Lessivage au sein de la masse nuageuse	22
3.3	Lessivage par les précipitations : impactation	22
3.4	Évaporation des gouttes	23
4	Espèces traces : les radionucléides	23
4.1	Radionucléide cosmogénique ^7Be	24
4.2	Radionucléide radiogénique ^{210}Pb	29
4.3	Tailles des radionucléides ^{210}Pb et ^7Be	30

1 AÉROSOLS

1.1 Définition

En 1920, August Schaub, définit un aérosol comme une suspension, dans un milieu gazeux, de particules solides ou liquides, présentant une vitesse de chute négligeable dont la taille des particules est typiquement comprise entre le centième et la centaine de microns (Renoux et Boulaud, 1998). Hinds (1982) définit un aérosol comme une particule solide ou liquide suspendue dans un gaz. Cependant, ces deux définitions incluent les gouttelettes d'eau nuageuse qui sont aussi liquides et en suspension dans l'atmosphère. Le rapport du World Climate Research Programme (1980) donne la définition suivante pour remédier à cette lacune : un aérosol est une particule solide ou liquide suspendue dans l'air, à l'exception des gouttelettes d'eau nuageuse.

1.2 Catégories d'aérosols

Les aérosols atmosphériques sont constitués d'une population hétérogène de particules. Ils ont tous des compositions et tailles variables, fonctions de leurs propriétés physico-chimiques et de la nature de leur source (naturelles et anthropogéniques), et des altérations subies lors de leur vie. Les aérosols peuvent être séparés en deux classes différentes selon leur source :

- les aérosols primaires, émis par la surface (sels marins, poussières (sable), cendres, particules biologiques (pollen), bactéries et débris de plantes) ;
- les aérosols secondaires, formés dans l’atmosphère à partir de particules anthropogéniques. Ils peuvent avoir subi des transformations chimiques au cours de leur transport.

	Mass emission		Mass Burden	Number Prod.	Number Burden	
	"Best guess"	Min				Max
		Tg a ⁻¹		Tg	a ⁻¹	
<i>Carbonaceous aerosols</i>						
Primary organic (0–2 μm)	95	40	150	1.2	–	310 · 10 ²⁴
Biomass burning	54	26	70	–	7 · 10 ²⁷	–
Fossil fuel	4	3	9	–	–	–
Biogenic	35	15	70	0.2	–	–
Black carbon (0–2 μm)	10	8	14	0.1	–	270 · 10 ²⁴
Open burning and biofuel	6	5	7	–	–	–
Fossil fuel	4.5	3	6	–	–	–
Secondary organic	28	2.5	83	0.8	–	–
Biogenic	25	2.5	79	0.7	–	–
Anthropogenic	3.5	0.05	4.0	0.08	–	–
Sulfates	200	107	374	2.8	2 · 10 ²⁸	–
Biogenic	57	28	118	1.2	–	–
Volcanic	21	9	48	0.2	–	–
Anthropogenic	122	69	214	1.4	–	–
Nitrates	18	12	27	0.49	–	–
Industrial dust, etc.	100	40	130	1.1	–	–
<i>Sea salt</i>						
d < 1 μm	180	60	500	3.5	7.4 · 10 ²⁶	–
d = 1–16 μm	9940	3000	20,000	12	4.6 · 10 ²⁶	–
Total	10,130	3000	20,000	15	1.2 · 10 ²⁷	27 · 10 ²⁴
<i>Mineral (soil) dust</i>						
< 1 μm	165	–	–	4.7	4.1 · 10 ²⁵	–
1–2.5 μm	496	–	–	12.5	9.6 · 10 ²⁵	–
2.5–10 μm	992	–	–	6	–	–
Total	1600	1000	2150	18 ± 5	1.4 · 10 ²⁶	11 · 10 ²⁴

FIGURE 3.1 – Nature, source des aérosols de l’année 2000, de [Andreae et Rosenfeld \(2008\)](#).

Le tableau de la figure 3.1 donne les flux et quantités d’aérosols, estimés à partir d’une quinzaine d’études, de l’année 2000. Il révèle la nature des sources des aérosols atmosphériques et leur importance.

Les aérosols peuvent aussi être classés selon leurs capacités à former soit des gouttelettes d’eau nuageuse, soit des cristaux de glace. Ils sont, respectivement, soit des noyaux de condensation, soit des noyaux glaçogènes.

Les noyaux de condensation (*Cloud Condensation Nuclei*, en anglais : par la suite, les noyaux de condensation seront dénommés CCN) sont des aérosols assez solubles et hydrophiles pour déclencher la formation de gouttelettes d’eau nuageuse.

1.3 Distribution des aérosols

Selon leur taille, les aérosols prennent des dénominations différentes et sont définis par des *modes* différents. Ces modes caractérisent leurs interactions avec les particules nuageuses et avec les préci-

pitations.

Le mode d'Aitken¹ (ou mode fin ou de nucléation) regroupe les plus petites particules, de diamètres inférieurs à 0,1 μm , qui viennent d'être formées ou émises. Entre 0,1 et 1 μm , les aérosols appartiennent au mode accumulation, et sont produits entre autres par la coagulation d'autres aérosols plus petits. Les aérosols de diamètre supérieur constituent le mode grossier et sont produits majoritairement par des processus mécaniques (arrachement, abrasion, érosion liés à des phénomènes éoliens, de frottement ou de combustion) comme le soulèvement de poussières désertiques, volcaniques, industrielles ou des embruns marins.

Ainsi, les gouttes d'eau précipitantes sont moins efficaces pour éliminer les aérosols des modes d'Aitken et accumulation, alors que ces modes fournissent des aérosols qui auront une grande habilité à servir de noyaux de condensation pour fabriquer des gouttelettes d'eau.

2 FORMATION DES NUAGES ET DES PRÉCIPITATIONS

Un nuage est un ensemble de gouttelettes d'eau et de glace, en suspension dans l'atmosphère. Les nuages jouent un rôle majeur dans le climat terrestre. Ils sont à l'origine des précipitations, influent sur les rayonnements solaire et terrestre, et constituent un mécanisme de mélange vertical des aérosols.

La formation des nuages et des précipitations dans les nuages chauds peut-être définie en trois étapes : l'activation des CCN qui se produit majoritairement à la base des nuages (Brenquier et Chaumat, 2001), la croissance par condensation des CCN activés (transformation en gouttelettes nuageuses), et formation des précipitations par collision et coalescence entre les gouttelettes nuageuses et les gouttes de pluie.

2.1 Nucléation des gouttelettes

Les gouttelettes d'eau nuageuse se forment par nucléation. Il est théoriquement possible qu'elles se développent par nucléation homogène, c'est-à-dire quand le milieu est continu, sans hétérogénéité, sans impureté. Cependant la sursaturation² requise pour un tel processus se produit à des pressions partielles de vapeur d'eau qui dépassent de quatre à cinq fois la pression de vapeur saturante³ dans l'atmosphère (Pruppacher et Klett, 1996; Bohren, 1987). Les gouttelettes ne peuvent être formées que grâce à des impuretés qui déclenchent la conversion de la vapeur en eau liquide ; ces impuretés sont considérées comme des noyaux de condensation : on parle de nucléation hétérogène.

2.2 Activation des noyaux de condensation

L'activation est le processus par lequel une particule ayant des propriétés de nucléation données (CCN ou IN), initie la formation d'un hydrométéore (gouttelette ou cristal de glace). L'activation des gouttelettes nuageuses est le lien direct entre aérosol et particule nuageuse.

Les aérosols atmosphériques sont caractérisés par une hygroscopicité (l'absorption de l'humidité de l'air) et une tension de surface qui établie l'humidité relative à laquelle ces aérosols passent d'un état sec à un état humide, qui entraîne l'activation.

¹Nom donné en l'honneur du météorologiste écossais John Aitken.

²La sursaturation est obtenue lorsque qu'il y a plus de vapeur d'eau que la quantité nécessaire pour atteindre la saturation.

³Pression à laquelle la phase gazeuse est en équilibre entre la phase liquide ou solide.

Conformément à la théorie Köhler (1936), les noyaux de condensation sont activés en gouttelettes nuageuses lorsque la sursaturation ambiante est supérieure à celle qui caractérise le CCN (on parle de sursaturation critique), c'est-à-dire quand la sursaturation dépasse l'équilibre entre la pression de vapeur autour des CCNs humides et la pression de vapeur saturante de l'air, et lorsqu'il y a suffisamment de vapeur d'eau condensée autour de ces noyaux (Seinfeld et Pandis, 1998). Tant que la sursaturation ambiante est inférieure à ce maximum, les aérosols sont hydratés mais non activés.

Dans les nuages, deux types de CCNs sont présents (figure 3.2). Les CCNs interstitiels correspondent aux noyaux de condensation encore disponibles dans l'atmosphère et peuvent potentiellement déclencher le processus de nucléation d'une gouttelette d'eau. Les CCNs activés sont les noyaux de condensation qui ont formé une gouttelette d'eau et immergés à l'intérieur de celle-ci.

La quantité de CCNs activés est estimée selon un spectre d'activation (Twomey, 1959) basé sur la sursaturation.

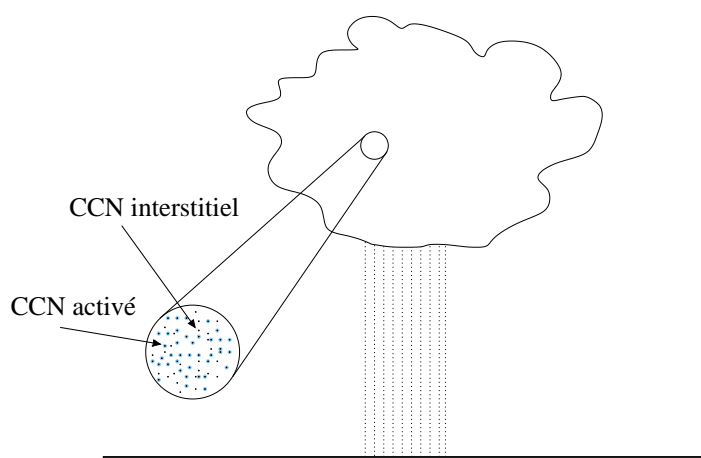


FIGURE 3.2 – Représentation des aérosols initiateurs de pluie dans un nuage.

Les gouttelettes croissent ensuite à des vitesses différentes par condensation ou par effet Bergeron. Elles auront alors des diamètres différents et se déplaceront à des vitesses différentes (voir tableau 3.1). Les gouttelettes peuvent aussi s'associer par coalescence pour former une goutte de pluie ; celles-ci dépassent rarement les 5 mm de diamètre car au-delà cette taille les gouttes d'eau se fragmentent.

Les gouttelettes des nuages les plus grandes sont plus susceptibles de grossir et ainsi former des gouttes de pluie.

3 PROCESSUS MICROPHYSIQUES LIÉS À L'EAU : LE LESSIVAGE

Les aérosols sont éliminés de l'atmosphère par deux processus. Le premier est le dépôt sec (qui se fait en absence de pluie et est conditionné par la turbulence de la couche limite atmosphérique), et le second est la pluie et sa formation dans les nuages : le lessivage. Ce dernier est susceptible d'éliminer la majeure partie des aérosols de l'atmosphère sur une courte période de temps.

Nous avons jugé utile de rappeler ici les notions de base de lessivage de l'atmosphère et de ses mécanismes. Nous allons commencer par de la sémantique en donnant les définitions des lessivages de l'atmosphère (ainsi que la correspondance en anglais), celle-ci souvent confuse dans la littérature française, qui fait souvent appel à l'anglais ou à des définitions souvent imparfaites. Les mécanismes

TABLE 3.1 – Tailles typiques des gouttes de pluie (Rogers, 1979; Pruppacher et Klett, 1996)

	Diamètre des gouttes (mm)	Vitesse de chute (m/s)
Pluie stratiforme légère		
Petite goutte	0,5	2,06
Grosse goutte	2,0	6,49
Pluie stratiforme modérée		
Petite goutte	1,0	4,03
Grosse goutte	2,6	7,57
Grosse averse convective		
Petite goutte	1,2	4,64
Grosse goutte	4,0	8,83
Goutte plus grosse possible	5,0	9,09
Grêle	10 – 40	10 – 20

des lessivage liés à l'eau seront expliqués par la suite et sont présentés dans le tableau 3.2.

3.1 Définition

Le lessivage est l'élimination⁴ d'un aérosol ou d'un gaz par un hydrométéore, soustrayant la particule de l'atmosphère.

Le corollaire du lessivage est qu'une fraction de l'élément lessivé est déposée à la surface par les précipitations. Ce dépôt est souvent appelé « dépôt humide » (en anglais *wet deposition*).

Remarque : La libération des éléments capturés par les précipitations qui s'évaporent est un mécanisme additionnel au lessivage.

Premièrement, des mécanismes divers se produisent exclusivement au sein du nuage, que ce soit au cours de sa formation, ou au cours de son évolution, et de l'évolution des conditions thermodynamiques au sein de cette masse d'air où s'opère la condensation. Facy (1960) décrit le lessivage dans le nuage comme « l'ensemble des mécanismes intervenant dans la masse d'air où a pris naissance le nuage, à l'échelle même des gouttelettes nuageuses, [...] le terme " lessivage par diffusion " (correspondant à l'expression " *scavenging* ") [lui] sera réservé. » Nous utiliserons plutôt le terme de lessivage nuageux (ou lessivage par nucléation) car l'expression « lessivage par diffusion » se réfère trop à la diffusion brownienne des aérosols, sans évoquer la nucléation des gouttelettes d'eau par les aérosols (Pruppacher et Klett, 1996).

Secondement, il existe des mécanismes reliés à la capture par les précipitations, soit à l'état liquide (correspondant à l'expression *rain out*), soit à l'état solide (correspondant à l'expression *snow out*), tant en dessous du nuage, que dans le nuage.

⁴du latin classique *eliminare* : faire sortir, mettre dehors, venant lui-même de *limen* (seuil, traverse), formé de *lio* (liquifier, verser) et du suffixe -men. Par exemple, *intrare limen* : franchir le seuil. Source : dictionnaire Gaffiot latin-français (1934).

Dans la littérature, les mécanismes de lessivage sont souvent séparés en deux : lessivage dans le nuage et lessivage sous le nuage. Or les processus du lessivage sous le nuage, telle que la capture d'un élément par un hydrométéore, peuvent aussi bien se produire à l'intérieur ou à l'extérieur du nuage. C'est l'approche que prend [Tost et al. \(2006a\)](#) qu'il argumente du fait que les précipitations qui sont formées à haute altitude peuvent retomber dans un nuage.

TABLE 3.2 – Catégorisation des processus de lessivage

	Nucléation	Impaction
Au sein du nuage	Activation des CCNs	Collision avec les gouttelettes nuageuses ou cristaux de glace, et les précipitations
Sous le nuage	–	Collision avec les précipitations

3.2 Lessivage au sein de la masse nuageuse

Le lessivage dans le nuage est tributaire des mécanismes de condensation au sein même du nuage (la nucléation des gouttes d'eau), expliqués dans la section précédente, et des effets de diffusion entre les gouttes.

Le mouvement brownien est le mouvement aléatoire d'une particule (aérosol) immergée dans un liquide ou gaz et qui est soumise seulement à des chocs avec les molécules du liquide ou gaz environnant. Les gouttelettes capturent donc les aérosols qui ont des mouvements aléatoires engendrés l'agitation thermique du gaz environnant.

3.3 Lessivage par les précipitations : impaction

3.3.1 Diffusion brownienne

La diffusion brownienne domine pour les aérosols dont le diamètre est inférieur à 0,01 μm . Ces petits aérosols sont enclin à des mouvements aléatoires, générés par leurs chocs avec les gouttes d'eau. Il en résulte un mouvement irrégulier des aérosols qui est à l'origine de la collision avec la goutte (figure 3.3,a).

3.3.2 Interception

L'interception se produit quand les aérosols ont des diamètres compris entre 0,01 et 2 μm . Ces aérosols suivent les lignes de courant formées par l'écoulement de l'air autour de la goutte en chute. Ils sont alors interceptés par la goutte (figure 3.3,b) et incorporé en son sein.

Ces aérosols sont les moins lessivés par impaction à cause de leur diamètre. Ils font principalement partie du mode accumulation. Le domaine de taille des aérosols forme le « *Greenfield gap* » ([Greenfield, 1957](#)) : pour des aérosols de diamètre moindre ou supérieur, l'efficacité de capture par impaction est supérieure.

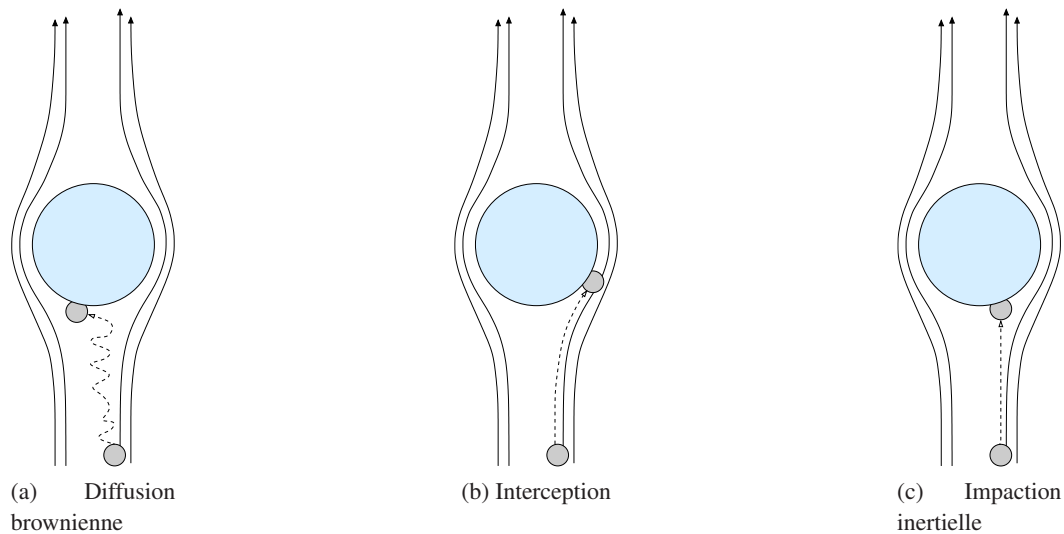


FIGURE 3.3 – Schéma simpliste du mécanisme d'élimination d'une particule par une goutte d'eau

3.3.3 Impaction inertielle

Quand les aérosols sont très gros ($> 2 \mu\text{m}$) et ont donc une masse importante par rapport à celle de la goutte, ils ne sont plus déviés par les lignes de courants formées par la goutte car leur inertie est trop importante. Les aérosols s'extraient des lignes de courant, entrent en collision avec elle (figure 3.3,c), et sont incorporés.

3.4 Évaporation des gouttes

Au cours du temps, la masse d'aérosol contenue par une gouttelette évolue. Si la gouttelette qui l'héberge peut collecter des aérosols, la masse d'eau la formant peut aussi évaporer, augmentant ainsi le rapport massique d'aérosols. Si toute l'eau de la goutte s'évapore, les aérosols contenus dans cette goutte vont être libérés et restitués dans l'environnement. Ils pourront être incorporés de nouveau par les précipitations.

4 ESPÈCES TRACES : LES RADIONUCLÉIDES

Un nucléide⁵ radioactif (ou radionucléide) est un atome dont le noyau est instable et donc radioactif. Un radionucléide a une probabilité constante de se désintégrer par unité de temps. Cette période est une caractéristique inhérente du radionucléide.

Un radionucléide se désintègrera avec un temps caractéristique dont l'inverse est appelé constante de désintégration ou encore constante radioactive, et est notée λ . On peut écrire une équation diffé-

⁵Du latin *nucleus* : noyau, partie intérieure d'une chose. Source : dictionnaire Gaffiot latin-français (1934)

rentielle reliant cette constante de désintégration du radionucléide au nombre de radionucléides N :

$$\begin{aligned}\frac{dN}{dt} &= -\lambda N, \\ N &= N_0 e^{-\lambda t},\end{aligned}\tag{3.1a}$$

λ est reliée à la demi-vie $t_{1/2}$ de l'élément par :

$$\lambda = \frac{\ln 2}{t_{1/2}},\tag{3.1b}$$

Le temps de demi-vie de l'élément est le temps nécessaire pour que la moitié des atomes de l'élément se désintègrent naturellement. Le radionucléide subit une désintégration radioactive, qui en résulte en une émission :

- α : émission d'une particule chargée (${}^4_2\text{He}$) ;
- β^- : électron, ou β^+ : positron ;
- γ : rayonnement électromagnétique.

Le nombre de désintégrations par unité de temps se produisant dans un échantillon de matière se nomme l'activité. L'unité de l'activité est le *becquerel*⁶ (noté Bq) ; elle est égale à une désintégration par seconde.

Il existe trois différents types de radionucléides : les radionucléides primordiaux, les radionucléides secondaires et les radionucléides cosmogéniques. Les premiers sont originaires de l'intérieur des étoiles et sont toujours présents grâce à leur temps de demi-vie assez long pour ne pas avoir été complètement désintégrés. Donnons comme exemple le ${}^{238}\text{U}$ ou le ${}^{232}\text{Th}$ qui ont respectivement une demi-vie de $4,468 \cdot 10^9$ et de $1,405 \cdot 10^{10}$ années. Les seconds sont des isotopes radiogéniques. Ils sont le produit de la décroissance des radionucléides primordiaux. Enfin, les troisièmes sont formés dans l'atmosphère par des processus de spallation (terme expliqué par la suite).

Mesure Les quantités de radionucléides se mesurent à partir de leurs activités. Pour connaître la quantité d'un radionucléide présente dans un volume d'air par exemple, on mesure l'activité de ce volume, c'est-à-dire le nombre de désintégration par seconde. Par abus de langage, les concentrations de radionucléides sont souvent exprimées en mBq par unité de volume d'air (ce volume d'air est ramené à la pression de surface ; il s'agit du nombre de désintégration mesuré par seconde dans un mètre cube d'air) ou par unité de masse.

4.1 Radionucléide cosmogénique ${}^7\text{Be}$

Le béryllium 7 est un isotope du béryllium, qui est produit par réaction de spallation dans l'atmosphère terrestre.

4.1.1 Étymologie et histoires

Le mot béryllium vient du latin *beryllus* : béryl, lui-même emprunté du grec ancien βήρυλλος : béryl. Le béryllium fut découvert par Louis-Nicolas Vauquelin, pharmacien français, en 1798, dans du béryl et dans des émeraudes sous sa forme oxydée : BeO . Il lui donne alors le nom de glucine (du

⁶nommée en hommage à Henri Becquerel, prix Nobel de physique en 1903, qui découvrit la radioactivité en 1896.

grec γλύκκος : doux), à cause du goût sucré de ses minéraux (bien que son ingurgitation soit toxique). Plus tard, en 1828, Antoine Bussy et Friedrich Wöhle isolent des particules de béryllium par réaction chimique et le baptise alors de son nom officiel.

En 1932, James Chadwick bombarde des atomes de béryllium avec des particules α qui les transformèrent en atomes de carbones, libérant un neutron : ${}^4_2\text{He} + {}^9_4\text{Be} \longrightarrow {}^{12}_6\text{C} + {}^1_0\text{n}$ (Chadwick, 1932, 1933). Il mesura pour la première fois l'existence des neutrons. Pour cette découverte, il reçut en 1935 le prix Nobel de physique. En 1957, le béryllium prit officiellement son nouveau nom pour éviter la confusion avec sa forme oxydée : la glucine.

Le béryllium 9 (isotope stable du béryllium) est le seul élément monoisotopique avec un nombre de protons pair et aussi le seul à avoir un nombre de neutrons impair. Cela veut dire que ses isotopes qui ont un nombre de protons pair sont trop instables et se désintègrent très facilement. Par exemple, le ${}^8_4\text{Be}$ a un temps de demi-vie de 67 attosecondes⁷.

Dans le Soleil, le septième isotope du béryllium réagit avec des électrons et des protons, créant des neutrinos et des rayons gamma. En 1970, Raymond Davis plaça un détecteur dans une mine souterraine (*Homestake Solar Neutrino Detector*) afin de mesurer le flux de neutrinos solaires (Cleveland *et al.*, 1998). Davis reçut lui aussi un prix Nobel de physique en 2002, qu'il partagea avec Masatoshi Koshiba, pour la résolution du problème des neutrinos solaires (quantité trop faible de neutrinos détectés par rapport à la valeur théorique).

4.1.2 Production du béryllium 7

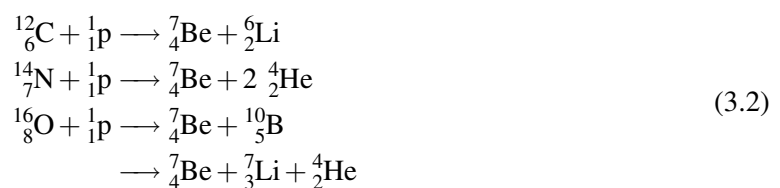
Le ${}^7\text{Be}$ est produit par réaction de spallation sur des éléments tels que le carbone, l'azote et l'oxygène (Lal et Peters, 1967; Yoshimori, 2005b). Avant de décrire la formation de ces isotopes, il est nécessaire de donner la définition de spallation.

Spallation La spallation est une réaction nucléaire (la nucléosynthèse) au cours de laquelle un noyau atomique est impacté par des rayons galactiques cosmiques ou des particules solaires (composées à 98% de protons) qui bombardent sans cesse l'atmosphère de la Terre. Il en résulte une expulsion d'un certain nombre de nucléons (protons et neutrons).

Les particules solaires, comme toutes particules chargées, ne peuvent pas toutes entrer dans la magnétosphère terrestre car elles tendent à être déviées par la force de Lorentz. La résistance d'une particule chargée à être déviée par le champ magnétique terrestre (figure 3.4) s'appelle la rigidité (c'est une mesure du moment de la particule). Si la rigidité des particules solaires ou des rayons cosmiques dépassent le seuil géomagnétique de rigidité, alors les particules pénètrent dans le champ magnétique terrestre, sinon elles seront déviées avant d'atteindre la magnétosphère.

La spallation par les particules solaires est un peu plus importante près des pôles où le flux de particules est le plus élevé car elles sont guidées par les lignes du champ magnétique, augmentant la production de radionucléides.

Formation du ${}^7\text{Be}$ Les réactions suivantes décrivent la formation du ${}^7\text{Be}$:



⁷1 attoseconde = 10^{-18} seconde

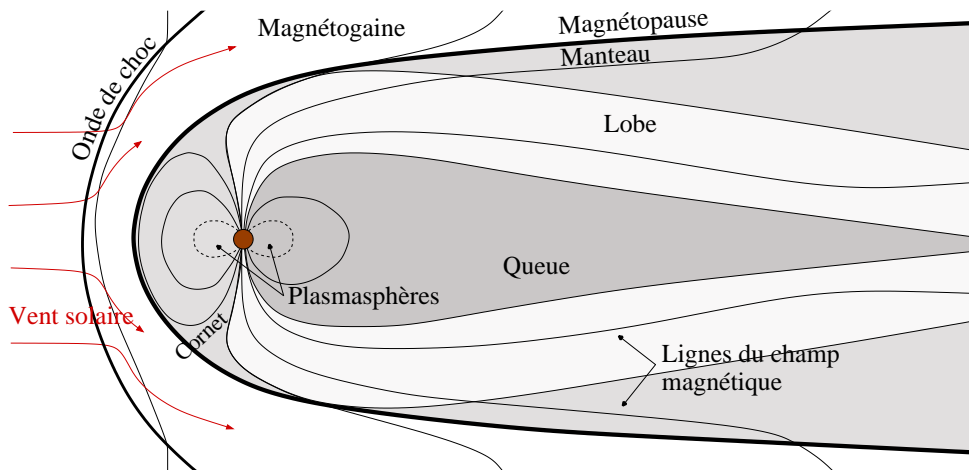
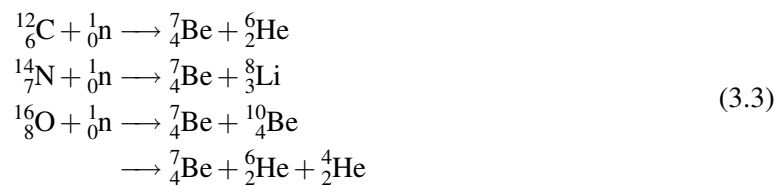


FIGURE 3.4 – Schéma simplifié de la magnétosphère terrestre. Magnétogaine : région où le plasma est turbulent et où le vent solaire s'écoule ; magnétopause : frontière entre la magnétosphère et le milieu interplanétaire, c'est une région dominée par le champ magnétique ; manteau : région au plasma dense ; lobe : le plasma est très peu dense et le champ magnétique fort ; plasmasphère : région de la magnétosphère qui est entraînée par la rotation de la planète sur elle-même ; cornet polaire : régions de la magnétosphère situées dans le prolongement des pôles magnétiques.



Le ${}^7\text{Be}$ se désintègre ensuite en ${}^7\text{Li}$ par capture électronique. Pour obtenir un becquerel de ${}^7\text{Be}$, il faut 6.10^6 atomes. La demi-vie du ${}^7\text{Be}$ est de 53,2 jours.

La production de ${}^7\text{Be}$ par spallation se fait essentiellement dans la stratosphère (deux tiers de la production) et la haute troposphère (le tiers restant) (Zanis *et al.*, 2003). Le temps de résidence du ${}^7\text{Be}$ est d'un an dans la stratosphère et de dix à trente-cinq jours dans la troposphère (Shapiro et Forbes-Resha, 1976; Bleichrodt, 1978; Papastefanou, 2006).

Parce que le ${}^7\text{Be}$ est produit par des particules cosmiques ou solaires dans l'atmosphère, sa production est modulée par l'activité solaire et par l'intensité du champ géomagnétique qui forme un bouclier autour de la Terre (figure 3.4). En fonction de sa force, les particules entrantes ont besoin d'une énergie supérieure au seuil géomagnétique de rigidité pour pénétrer dans l'atmosphère. Parce que le bouclier magnétique terrestre est essentiellement un dipôle, l'énergie de coupure requis a une dépendance en latitude. En 1967, Lal et Peters se basèrent sur des mesures et créèrent le premier modèle de production de radionucléides. Ils mirent en évidence la dépendance en altitude et latitude et que la production du radionucléide est soumise au cycle solaire de onze ans qui module la pénétration des rayons cosmiques à travers le champ magnétique de la Terre. Leur source produisant les atomes de ${}^7\text{Be}$ est représentée sur la figure 3.6. L'intensité des rayons cosmiques ou solaires dans la magnétosphère est inversement proportionnelle à l'activité solaire (O'Brien, 1999). Ainsi, une augmentation de l'activité solaire sera suivie d'une diminution du taux de production de radionucléides tel que le béryllium 7 (Phillips, 2001; Papastefanou et Ioannidou, 2004).

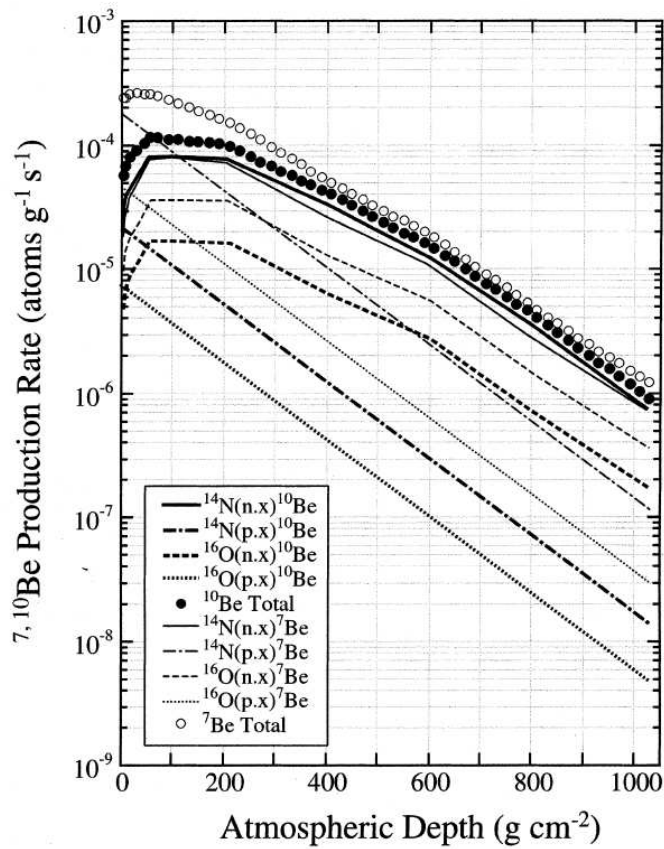


FIGURE 3.5 – Productions des radionucléides ^7Be et ^{10}Be relatives à leur radionucléide père (de Nagai *et al.*, 2000).

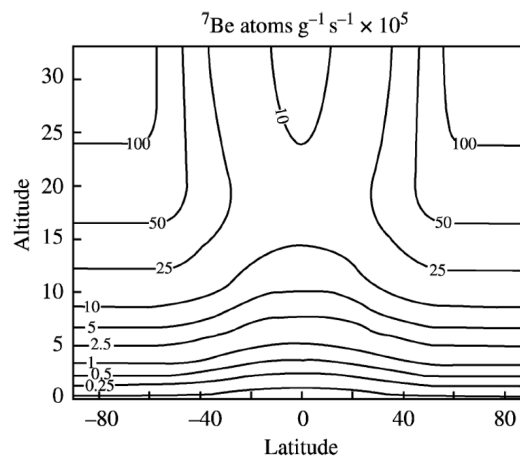


FIGURE 3.6 – Profile méridionale de la production de ^7Be calculé par le modèle de Lal et Peters (1967) (en $10^5 \times \text{atomes g}^{-1} \text{s}^{-1}$).

Par la suite, O'Brien (1999) résolu le problème des réactions en cascade dans l'atmosphère induites par les rayons cosmiques en utilisant une approximation analytique, Masarik et Beer (1999) introduisit la production isotopique par les rayons cosmiques – par une méthode de Monte Carlo – sans pour autant prendre en compte la production des isotopes par les particules solaires. Nagai *et al.* (2000) utilisa des observations afin de modéliser des spectres de neutrons pour la production isotopique ; la figure 3.5 montre les productions de ^7Be en fonction des isotopes formant le ^7Be . Webber et Highbie (2003) et Usoskin *et al.* (2009); Kovaltsov et Usoskin (2010), afin d'éviter l'utilisation de régressions empiriques, proposèrent des modèles basés sur les processus physiques à partir de simulation Monte Carlo simulant les cascades électromagnétiques, muoniques et nucléiques induites par le flux solaire.

Ces différents modèles de spallation donne des productions différentes de ^7Be (voir tableau 3.3) liées à des opérations faites différemment (traitement des rayons cosmiques ou intégrations mathématiques). Usoskin *et al.* (2009) passe en revue les différences entre les modèles cités précédemment.

TABLE 3.3 – Production annuelle moyenne de ^7Be dans l'atmosphère par différents modèles (en atomes $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$)

Production	Modèles
0,08	Lal et Peters (1967)
0,063	O'Brien (1999)
0,035	Masarik et Beer (1999)
0,055 – 0,062	Nagai <i>et al.</i> (2000)
0,035	Webber et Highbie (2003)
0,062	Usoskin <i>et al.</i> (2009)

4.1.3 Le ^7Be dans l'atmosphère

Une fois produits, les nucléides ^7Be forment rapidement du BeO ou $\text{Be}(\text{OH})_2$ et s'attachent indistinctement et en majeure partie ($\sim 90\%$ selon Pagelkopf et Porstendörfer (2003)) à la surface d'aérosols particuliers atmosphériques et sont transportés par eux, alors qu'une petite fraction reste dans l'air libre (moins de 1% selon El-Husseini (1996) et moins de 7% selon Mohery *et al.* (2012)). Le ^7Be est chimiquement non réactif et peut être considéré comme un traceur passif. Ces radionucléides sont sujet aux mécanismes du transport atmosphérique (Koch *et al.*, 1996).

Malgré les différentes variabilités temporelles du radionucléide rapportées par Lal et Peters (1967), Koch et Mann (1996) et Baskaran (1995) (cycles solaire, annuel, semi-annuel et saisonnier, El Niño-Southern Oscillation), la variabilité de la concentration du ^7Be à la surface est négligeable (Yoshimori, 2005a). Les variations annuelles et saisonnières sont liées à la variation de la source du radionucléide (les rayons cosmiques qui varient aussi avec le cycle solaire), et aussi aux échanges stratosphère-troposphère induits par l'activité convective, ces deux facteurs étant plus élevés pendant l'été. Les variations saisonnières et semi-annuelles sont liées aux précipitations.

Sa distribution dans l'atmosphère est influencée d'une part, par les processus atmosphériques (formation de gouttelettes, évaporation, condensation, lessivage, gravité) et d'autre part, par la contribution des aérosols. Les atomes de ^7Be sont enlevés de l'atmosphère par désintégration radioactive ou quand les aérosols les transportant sont éliminés par dépôt sec ou par lessivage au sein des nuages

ou par les précipitations.

L'élimination par les nuages et les précipitations est le facteur dominant pour l'élimination des radionucléides (Preiss et Genthon, 1997; Koch *et al.*, 1996). Autrement dit, le ^7Be produit dans la stratosphère décroît radioactivement sans jamais quitter la stratosphère (sauf lors d'échanges avec la troposphère), le ^7Be produit dans la troposphère est lessivé avant qu'il n'ait la chance de décroître radioactivement.

L'utilité de ce traceur cosmogénique pour la météorologie a été souligné il y a longtemps par Benioff (1956), Lal *et al.* (1958) ou encore par Lal et Peters (1967). Du fait de son origine purement naturelle, le ^7Be est utilisé comme traceur pour étudier les processus environnementaux (Raisbeck *et al.*, 1981) comme les échanges de masses d'air stratosphériques et troposphériques (Dutkiewicz et Husain, 1985; Kritz *et al.*, 1991; Zanis *et al.*, 2003; Zheng *et al.*, 2011) ainsi que leurs évolutions dans le futur (Land et Feichter, 2003), son temps de résidence (Young et Silker, 1980), le transport horizontal et vertical et la dynamique des masses d'air (Koch *et al.*, 1996; Liu *et al.*, 2001; Yoshimori, 2005a; Heinrich *et al.*, 2007) et peut être utile pour étudier pour le lessivage des aérosols (Miyake et Ohtsuka, 1964; Su et Huh, 2006; Heikkilä *et al.*, 2008; Heinrich et Jamelot, 2011).

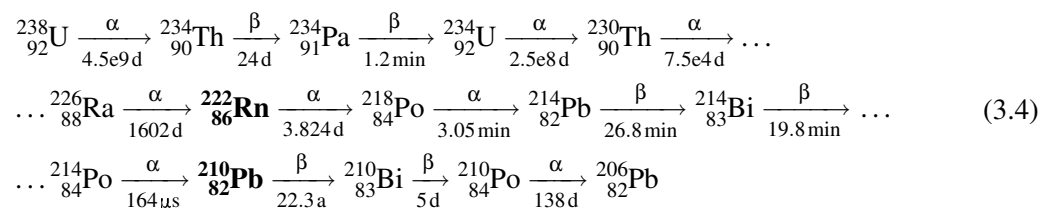
Grâce à sa source principalement localisée dans la haute troposphère, le ^7Be est un traceur approprié pour étudier le rôle des nuages convectifs, qui peuvent s'étendre de la couche limite atmosphérique au haut de la troposphère et déplacer les radionucléides grâce à ses courants verticaux, et stratiformes et de leurs précipitations qui vont déplacer ce radionucléide dans les basses couches de la troposphère.

4.2 Radionucléide radiogénique ^{210}Pb

4.2.1 Production du plomb 210

Le ^{210}Pb est produit de la décroissance des radionucléides primordiaux, le radon-222.

Les atomes de ^{222}Rn sont émis du sol continuellement et se propagent dans l'atmosphère jusqu'à ce qu'ils se désintègrent. En 3,85 jours environ, le ^{222}Rn se désintègre en ^{210}Pb et la réaction de désintégration radioactive montrant la formation du ^{210}Pb s'écrit ainsi :



Les flèches dans la réaction (3.4) correspondent à la désintégration radioactive et le chiffre sous celle-ci correspond au temps de demi-vie de l'élément qui se désintègre. Pour obtenir un becquerel de ^{210}Pb , il faut 10^8 atomes. Le temps de demi-vie du ^{210}Pb est de 22,3 ans.

4.2.2 Le ^{210}Pb dans l'atmosphère

Une fois créé par la désintégration du ^{222}Rn , le plomb 210 s'attache à des aérosols particuliers atmosphériques et sont transportés par eux.

Koch *et al.* (1996) détermine le temps de résidence du ^{210}Pb dans l'atmosphère entre cinq et une centaine de jours. Plus tard, (Martin, 2003) détermine que ce temps de résidence évolue entre 0 et 70 jours. Il note que le temps de résidence est plus court dans la seconde partie de la saison des pluies

aux tropiques, à cause de l'élimination constante des radionucléides par de fréquents événements pluvieux.

Rosner (1988); Winkler et Rosner (2000), en étudiant les fluctuations saisonnières du taux de déposition au sol du radionucléide en Allemagne, relièrent un maximum l'été et un minimum l'hiver avec les précipitations, plus communes en été.

La surveillance continue de cette déposition, à Taïwan par Su *et al.* (2003), a aussi révélée une saisonnalité du dépôt à la surface du ^{210}Pb avec des pics l'été et des minima l'hiver. Les maxima mesurés l'hiver correspondaient à des nuages de plomb arrivant du continent alors que ceux de l'été provenaient de la mousson

Caillet *et al.* (2001), en effectuant des mesures pendant des événements pluvieux en Suisse, nota que plus la pluie est forte, plus le lessivage par celle-ci est important comparé à celui par la pluie fine. Il reporta aussi qu'il fallait un à deux jours pour réapprovisionner l'atmosphère en ^{210}Pb . Martin (2003) et Caillet *et al.* (2001) mentionnèrent que les averses sont le facteur dominant dans le lessivage du ^{210}Pb dans l'atmosphère.

4.3 Tailles des radionucléides ^{210}Pb et ^7Be

Les radionucléides aéroportés sont absorbés sur la surface de aérosols particuliers radioactifs et forme un unique objet. Bondiotti *et al.* (1987) indique que les radionucléides ^7Be et ^{210}Pb s'attachent à des aérosols submicrométriques, souvent de la même taille, et les diamètres mesurés lors de différents travaux sont listés dans les tableaux 3.4 et 3.5, dans lesquels d'autres études sont ajoutées. Les deux radionucléides s'attachent principalement aux aérosols du mode accumulation qui sont moins lessivés que ceux appartenant aux autres modes.

TABLE 3.4 – Diamètres moyens des aérosols des atomes de ^{210}Pb

Diamètre des aérosols porteurs (μm)	Latitude	Référence
0,6 – 1,22 (moy. 0,6)	de Marseille à l'île d'Amsterdam	Sanak <i>et al.</i> (1981)
0,29 – 0,50 (moy. 0,4)	35°58'N	Bondiotti <i>et al.</i> (1987)
0,1 – 2	41°4'N	Marley <i>et al.</i> (2000)

TABLE 3.5 – Diamètres moyens des aérosols des atomes de ^7Be

Diamètre des aérosols porteurs (μm)	Latitude	Référence
0,7 – 1,4	55°6' N	Lange (1994)
0,65 – 1,09 (moy. 0,77)	51°32'N	Reineking et Porstendorfer (1995)
0,44 – 0,74 (moy. 0,57)	48°13'N	Winkler <i>et al.</i> (1998)
1,12 – 2,06	54°41'N	Lujaniené <i>et al.</i> (2001)
0,76 – 1,18 (moy. 0,90)	40°38'N	Papastefanou (2009)
0,29 – 0,50 (moy. 0,4)	35°58'N	Bondiotti <i>et al.</i> (1987)
0,53	28°04'N	Mohamed (2005)
0,33 – 1,15 (moy. 0,67)	22°18'N	Yu et Lee (2002)

Transport et lessivage dans un modèle de climat

Le modèle LMDz

Sommaire

1	Les modèles de climat et le modèle LMDz	33
1.1	Conception des modèles de climat	33
1.2	Paramétrisations	34
1.3	Météorologie et traceurs	38
2	Transport, convection et lessivages	39
2.1	Transport sous maille	39
2.2	Lessivage convectif et lessivage stratiforme	40

1 LES MODÈLES DE CLIMAT ET LE MODÈLE LMDZ

1.1 Conception des modèles de climat

Un modèle climatique est une modélisation mathématique du climat d'une planète et simule les interactions entre l'atmosphère, les océans, la surface terrestre et la glace. Si on se limite à l'atmosphère, le modèle de circulation atmosphérique générale (noté GCM¹) est un modèle mathématique basé sur les équations de Navier-Stokes sur une sphère en rotation.

D'un point de vue mathématique, le modèle distingue la partie dynamique et la partie physique, comme le montre la figure 4.1. La partie dynamique représente la circulation générale, les équations de base de la météorologie dans lesquelles figurent des termes sources représentant l'effet des processus d'échelle non résolus par le modèle. La partie physique est composée de paramétrisations physiques qui représentent l'effet des processus d'échelle non résolus comme la couche limite planétaire, la convection, les nuages, les échanges radiatifs, l'orographie, les processus liés au sol, . . . sur les variables de grande échelle (de la dynamique), représentés sur la figure 4.2.

On peut, par exemple, écrire l'équation dynamique d'un scalaire quelconque q (l'humidité ou un traceur, par exemple) :

$$\frac{\partial q}{\partial t} = \vec{V} \cdot \vec{\nabla} q - \omega \frac{\partial q}{\partial p} + P, \quad (4.1)$$

où P est le terme source qui représente la physique qui affecte q et est déterminé par les paramétrisations physiques représentant les processus de petite échelle, \vec{V} est le champ de vent et ω la vitesse verticale. Ce terme source est calculé par la physique qui utilise les variables de grande échelle telles que les vitesses du vent, la température et l'humidité spécifique (u, v, ω, T, q). Le rayonnement qui est un processus grand échelle est paramétré ; le modèle de nuage fait l'interface entre les modèles de condensation et de rayonnement.

¹pour *General Circulation Model*

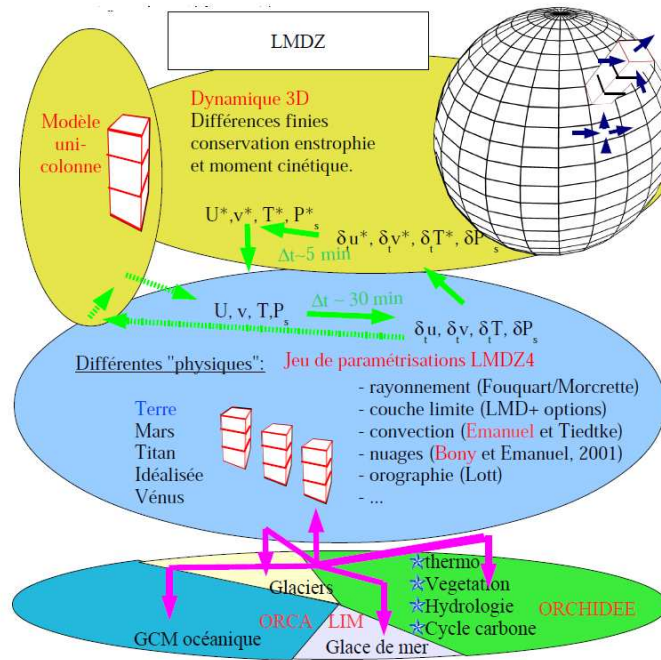


FIGURE 4.1 – Découpage et raccordement entre dynamique et physique du modèle.

1.2 Paramétrisations

Les modèles de climat visent à représenter l'évolution du climat sur tout le globe et sur plusieurs centaines d'années. Les contraintes des moyens de calcul imposent une discrétisation horizontale et verticale (maillage) plus grande que l'échelle de certains processus physiques.

Les processus dont l'échelle est inférieure à celle du maillage sont appelés processus sous maille. Ces processus sont représentés à partir d'équations construites sur des hypothèses physiques. Ces équations déterminent l'effet collectif et moyen de ces processus contenus dans la maille sur les variables de grande échelle et sur les traceurs. Cet ensemble d'équations constitue une paramétrisation.

Découpage et raccordement des paramétrisations

Le modèle est construit par morceaux. Le système global est partitionné en un ensemble de sous-systèmes correspondant à différents phénomènes physiques, et connectés les uns aux autres par des variables d'interface et modèles d'interface, de telle manière que l'ensemble de ces sous-systèmes soit mathématiquement équivalent au système originel non partitionné. Le découpage se fait de façon récursive, c'est-à-dire que les sous-systèmes peuvent être partitionnés eux aussi.

Ainsi le modèle LMDz est découpé entre dynamique et physique de l'atmosphère, et la physique est elle-même découpée en plusieurs sous-systèmes comme les processus de la couche limite, la convection, les nuages, ...

Les variables d'interface entre physique et dynamique sont, d'une part les champs u, v, T, q sur la grille du modèle et, d'autre part, les termes sources des équations dynamiques (tels que le terme P dans la figure 4.1).

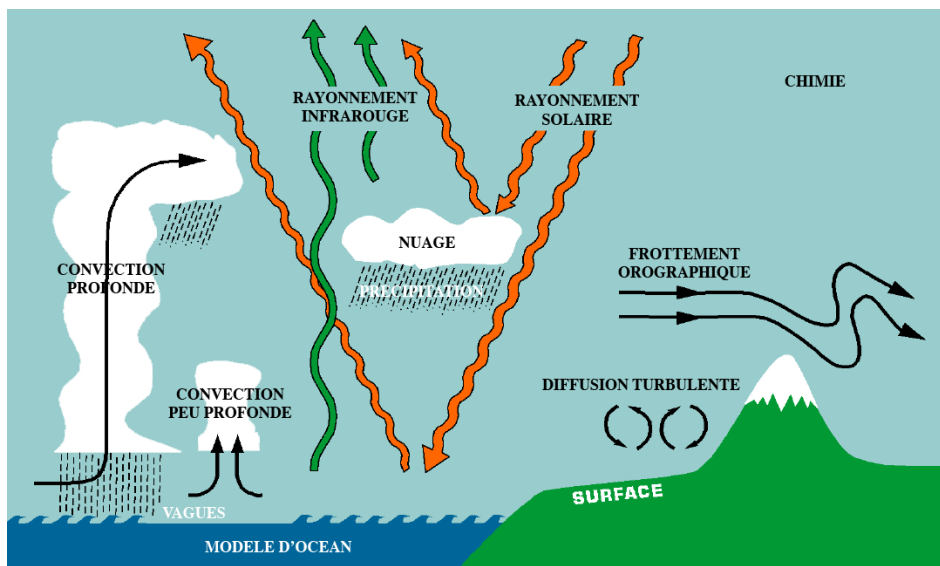


FIGURE 4.2 – Exemple de processus physiques non résolus par le modèle.

1.2.1 Représentation de la convection profonde dans les modèles

Les modèles de climat, qui doivent simuler la circulation atmosphérique sur tout le globe pendant des années, sont loin de pouvoir résoudre individuellement les nuages.

La convection doit être représentée par une paramétrisation afin d'obtenir « un système fermé pour la prédiction du temps et du climat » (Arakawa, 2004). Du point de vue d'un modèle, elle doit déterminer les caractéristiques de la convection en fonction des variables du GCM qui évalue l'effet de la convection sur les variables d'état (source apparente de chaleur et puits apparent d'humidité). Contrairement aux autres paramétrisations, le découpage lié à l'hypothèse de séparation d'échelle n'est pas évidente pour la convection profonde dont l'enclume et les courants de densité peuvent être aussi bien d'échelle résolue que non résolue.

Dans la littérature, de nombreuses approches pour paramétrer la convection existent et beaucoup d'études sur l'amélioration des schémas développés sont en cours. Arakawa (2004) parle de l'évolution des paramétrisations de la convection depuis son introduction dans les GCM.

Deux principales méthodologies ont été proposées pour paramétrer la convection : les schémas d'ajustement et les schémas en flux de masses. Bien que ces schémas utilisent différentes méthodes pour formuler la convection, elles s'appuient, toutes les deux, sur les mêmes principes (Arakawa et Schubert, 1974, dorénavant noté AR74).

AR74 présente une théorie qui suppose que l'ensemble des effets de la convection peut être représenté par un ensemble de nuages convectifs à différents stages convectifs, c'est-à-dire du développement du système et avec des taux d'entraînement. L'effet du chauffage peut être relié aux flux de masse des nuages. L'humidification est représentée par le déentraînement de l'eau condensée et de la vapeur d'eau, et par la subsidence de l'environnement. AR74 introduit une paramétrisation de flux de masse convectifs qui détermine l'effet des nuages sous maille sur la grande échelle.

Quasi-équilibre AR74 énonce que le temps caractéristique de la grande échelle ($> 10^5$ s) est très grand devant le temps caractéristique de la convection profonde ($\sim 10^3 - 10^4$ s). Ceci implique que la

convection est presque en équilibre avec la grande échelle. Ce principe est appelé le quasi-équilibre.

De cette hypothèse, le flux de masse à la base du nuage peut être relié directement au forçage de la grande échelle. Cet équilibre est utilisé pour relier le schéma de nuage avec la dynamique.

Modèles en flux de masse Les modèles en flux de masse considèrent des courants ascendants et descendants qui interagissent avec l'air qui les entoure par des échanges horizontaux : l'entraînement et le déentraînement.

Chaque courant (i) est caractérisé par une fraction surfacique σ_i et par une vitesse verticale w , et contribue au flux de masse total de l'ensemble convectif M_c qui est donné par :

$$M_c = \sum_i \rho \sigma_i w_i . \quad (4.2)$$

Chaque courant échange avec l'environnement par entraînement et déentraînement :

$$\partial_z \tilde{M}_i = d_i - e_i ,$$

où e et d sont les flux de masses entraînés et déentraînés.

Les changements de température et d'humidité grande échelle dus aux processus convectifs, et les tendances produites par la paramétrisation, peuvent être dérivés de M_c . La formulation de la moyenne sur la maille de l'ensemble des flux de masse convectifs est la clé de la paramétrisation de la convection. Cette moyenne est la somme des flux de masses convectifs M_c et de celui de l'environnement \tilde{M} . Elle est une variable de grande échelle et apparaît comme un forçage pour le modèle convectif, et s'écrit :

$$\bar{M} = \tilde{M} + M_c . \quad (4.3)$$

La détermination des divers courants verticaux, de leurs flux, de leurs températures et de leurs humidités est propre à chaque schéma convectif et se fait par des tendances exprimées en fonction des flux.

Pour établir ces expressions, il faut écrire les équations pronostiques de grande échelle, c'est-à-dire les équations de bilan de masse, d'énergie statique avec eau liquide et d'eau pour l'environnement. Ce dernier est supposé *clair* – dépourvu de nuages – et animé d'un mouvement uniforme et lent (comparé aux mouvements convectifs).

La variation de la masse \tilde{m} de l'environnement dans la maille, de surface S_t , ($\tilde{m} = \rho (1 - \sum \sigma_i) S_t$) évolue en fonction des échanges horizontaux entre lui-même et les courants convectifs par entraînement (e) et déentraînement (d), des échanges de masses horizontaux avec les autres mailles et des échanges verticaux. Elle peut s'écrire :

$$\frac{1}{S_t} \partial_t \tilde{m} = \partial_z \tilde{M} - \sum_i e_i + \sum_i d_i + \frac{1}{S_t} \rho \int_{\Sigma} \vec{\nabla} \cdot \vec{n} d\Sigma , \quad (4.4)$$

Par ailleurs, l'énergie statique avec eau liquide (\tilde{h}_w) s'écrit :

$$\tilde{h}_w = C_p T - L_v q_l + g z . \quad (4.5)$$

Sa variation temporelle de l'énergie statique avec eau liquide s'écrit :

$$\partial_t \tilde{h}_w = g \tilde{M} \partial_p \tilde{h}_w + \frac{1}{\rho} \sum_i d_i h_{wDi} - \overline{\vec{\nabla} \cdot \vec{\nabla} h_w} , \quad (4.6)$$

où h_{wDi} l'énergie statique avec eau liquide de l'air détrainé du flux i ; et celle de la vapeur d'eau s'écrit :

$$\partial_t \tilde{q} = g \tilde{M} \partial_p \tilde{q} + \frac{1}{\rho} \sum_i d_i q_{iDi} - \overline{\vec{V} \cdot \vec{\nabla} q}, \quad (4.7)$$

où q_{iDi} est le contenu en eau totale du flux de détrainement.

Un découpage est possible pour avoir la tendance de la grande échelle et celle de la convection, en séparant le flux de masse moyen dans la maille et le flux de masse de l'ensemble convectif. Pour l'humidité, ce découpage s'exprime :

$$\partial_t \tilde{q} = \underbrace{g M_c \partial_p \tilde{q} + \frac{1}{\rho} \sum_i d_i (q_{iDi} - \tilde{q})}_{\text{Convection}} + \underbrace{g \overline{M} \partial_p q - \overline{\vec{V} \cdot \vec{\nabla} q}}_{\text{Grande échelle}}. \quad (4.8)$$

Deux aspects sont importants pour le contrôle de la convection : les conditions dans lesquelles la convection profonde apparaît, et la détermination de l'intensité convective. Ces deux aspects correspondent aux notions de déclenchement et de fermeture.

Les paramétrisations en flux de masses ont ainsi trois composantes fondamentales :

- le déclenchement, qui détermine quand la convection est requise ;
- un modèle de nuage, qui décrit comment la convection modifie l'environnement ;
- un schéma de fermeture qui définit l'intensité convective.

Un bref aperçu du modèle convectif en flux de masse utilisé dans le modèle LMDz est donné par la suite.

1.2.2 Convection profonde dans LMDz

Le schéma de convection profonde dans le modèle LMDZ (Hourdin *et al.*, 2006) est une évolution du schéma d'Emanuel (1991). La colonne convective est composée de courants saturés ascendants ou descendants et de descentes précipitantes. Le schéma sera expliqué plus en détail dans le chapitre suivant. La version du schéma utilisée ne contient pas la phase glace.

Déclenchement du schéma convectif La convection naît dans la couche limite. Certaines parcelles d'air des panaches convectifs atteignent leur niveau de convection libre et pénètrent dans la troposphère libre. Le code LMDz permet de choisir entre deux schémas de déclenchement de la convection. Le premier est inclus dans l'« Ancienne Physique » (Hourdin *et al.*, 2006) : la convection se déclenche si et seulement si ces parcelles ont une flottabilité positive 40 hPa au-dessus de leur niveau de condensation. Le second appartient à la « Nouvelle Physique » (Hourdin *et al.*, 2012b) : si l'énergie cinétique – l'énergie de soulèvement (ALE) – fournie aux panaches convectifs est supérieure à l'inhibition convective (CIN), alors la convection se déclenche ($ALE > |CIN|$).

Le déclenchement détermine dans quelles conditions la convection est active et son intensité. Ces conditions sont contrôlées par les processus situés sous le niveau de condensation (convection peu profonde, orographie) qui fournissent l'énergie de soulèvement.

Fermeture La fermeture est nécessaire pour clore le bilan convectif et est requise pour définir l'intensité de la convection produite par la paramétrisation.

La fermeture du schéma convectif est fonction du flux de masse à la base de la colonne convective qui est relié à l'énergie potentielle convective disponible. Ce flux de masse est défini par Hourdin *et al.* (2006) et est écrit dans le chapitre suivant (équation (5.3)).

1.2.3 Paramétrisation de la condensation de grande échelle et nuages stratiformes

Dans les modèles de climat, un nuage stratiforme est un nuage qui n'est pas convectif, c'est-à-dire un nuage qui n'est ni créé par la convection profonde ni par la convection dans la couche limite (thermiques). La paramétrisation de ces nuages dans les modèles climatiques est un sujet de recherche qui a occupé les trente dernières années (Sundqvist, 1978; Le Treut et Li, 1991; Tiedtke, 1993) car leurs interactions avec les radiations solaires et terrestres déterminent la sensibilité des modèles climatiques.

Leur prévision est difficile principalement car les nuages sont produits par des processus de condensation qui sont de tailles beaucoup plus petites que celle des mailles des modèles.

Le calcul de ces nuages peut se faire par des paramétrisations diagnostiques (Slingo, 1980), où la fraction nuageuse est diagnostiquée à partir de l'humidité relative, la vitesse verticale, le taux de précipitation ou encore la température; ou bien par des paramétrisations pronostiques (Sundqvist (1978); Fowler et Randall (1996)), où des équations pronostiques prédisent l'eau, la glace et la neige dans le nuage et permettent la simulation temporelle de la nébulosité. Ce type de schéma peut inclure des paramétrisations d'un certain nombre de processus microphysiques (Lohmann et Roeckner, 1996; Ghan *et al.*, 1997).

Sundqvist (1978) propose un schéma basé sur une équation de conservation de l'eau nuageuse (l) en fonction la condensation, de la fraction nuageuse qui occupe la maille, du taux d'évaporation et des précipitations :

$$\frac{\partial l}{\partial t} = -\vec{\nabla}(\vec{V}l) + C - P - E, \quad (4.9)$$

où C est taux de condensation de la vapeur d'eau, E le taux d'évaporation des gouttelettes d'eau, et P , le taux de conversion des gouttelettes en précipitations.

Un groupe de schémas dénommés statistiques (Sommeria et Deardorff, 1977) détermine le rapport de mélange d'eau totale par une densité de probabilités (PDF). Ce rapport de mélange est égale à la somme des rapports de mélange de la vapeur d'eau, de l'eau nuageuse et de la glace nuageuse, et permet de calculer la fraction nuageuse de la maille en intégrant la partie sursaturée de la PDF.

Le modèle LMDz utilise un tel schéma statistique. Il sera expliqué dans le chapitre 6.

1.3 Météorologie et traceurs

Définition On définit les traceurs comme des particules, par exemple des radionucléides qui sont attachés aux aérosols, qui sont transportés par la physique du modèle et n'influent pas dessus. Il faut noter que, contrairement aux traceurs², les aérosols interagissent avec la physique (diffusion et absorption du rayonnement solaire, interaction avec les nuages).

La composante des traceurs suit l'organisation du modèle LMDz, avec une séparation entre dynamique et physique. Le schéma d'advection est interfacé avec le code dynamique : le transport s'appuie

²On les définit alors de traceurs passifs.

sur les équations de grande échelle. La modélisation du transport par un champ de vent \vec{V} d'un traceur passif passe par l'équation de transport qui s'écrit :

$$\frac{dc}{dt} = \frac{\partial c}{\partial t} + \vec{V} \cdot \nabla c = 0 . \quad (4.10)$$

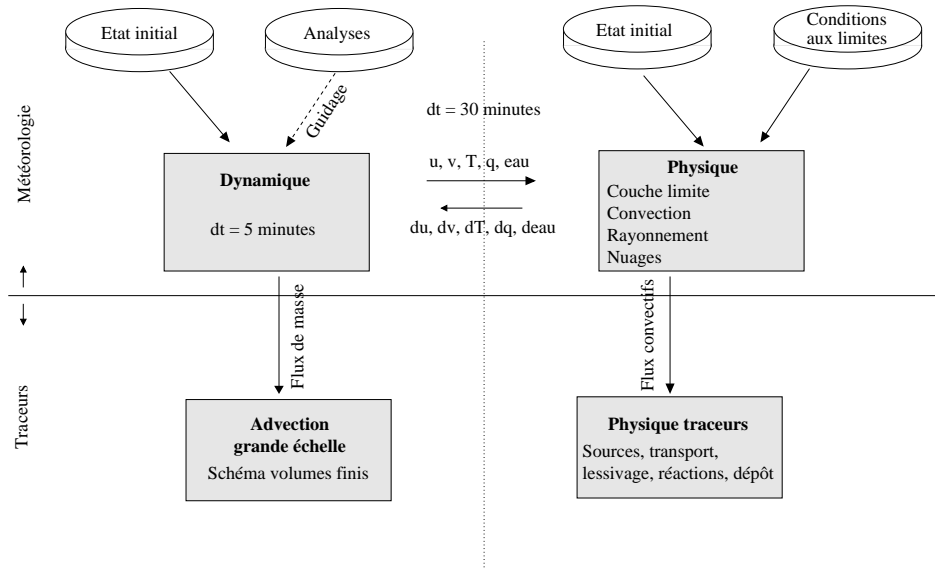


FIGURE 4.3 – Organisation du modèle LMDz : découpage et raccordement entre météorologie et traceurs. Organigramme inspiré de Hourdin (2002).

Le schéma d'advection est celui de Van Leer (1977), un schéma du second ordre en volumes finis avec limiteurs de pentes (Hourdin et Armengaud, 1999).

La physique du modèle est interfacée avec la physique des traceurs, c'est-à-dire le transport, le lessivage, le dépôt à la surface. L'organisation entre modèle et traceurs est représentée sur la figure 4.3.

2 TRANSPORT, CONVECTION ET LESSIVAGES

2.1 Transport sous maille

Lors de l'inclusion de la composante des traceurs, les approximations faites sont les mêmes que celle de la physique d'origine que suivent les traceurs. Les traceurs sont dans un régime stationnaire à la fois dans les courants ascendants et les courants descendants de la convection. La fraction de la maille couverte par ces courants est suffisamment faible pour que la concentration de l'environnement soit confondue avec la concentration moyenne de la maille.

Dans la littérature, la question du transport convectif des traceurs est souvent moins abordée que la convection elle-même. En général, les espèces chimiques ou neutres sont transportées en suivant les mêmes mécanismes qui transportent la vapeur d'eau et les masses d'air par les flux de masses convectifs.

Pour une espèce donnée dont la concentration est notée c , l'effet total de l'atmosphère sur sa concentration est généralement décomposé en :

$$(\partial_t c)_{\text{total}} = (\partial_t c)_{\text{grand échelle}} + (\partial_t c)_{\text{physique}} \quad (4.11)$$

En ne regardant que la physique, l'équation (4.11) devient :

$$(\partial_t c)_{\text{physique}} = (\partial_t c)_{\text{couche limite}} + (\partial_t c)_{\text{convection}} + (\partial_t c)_{\text{nuages stratiformes}} + (\partial_t c)_{\text{source}} + (\partial_t c)_{\text{puits}} \quad (4.12)$$

où les puits sont la décroissance radioactive pour un radionucléide et le dépôt par gravité.

Le terme $(\partial_t c)_{\text{convection}}$ peut, lui aussi, se décomposer, et fera l'objet du chapitre suivant. De même, $(\partial_t c)_{\text{nuages stratiformes}}$ sera explicité dans le chapitre 6. Toutefois, il s'avère utile de détailler les terminologies de transport et lessivages, convectifs et stratiformes.

2.2 Lessivage convectif et lessivage stratiforme

L'étude s'est focalisée sur l'étude de transport de traceurs dans les nuages de convection profonde formés d'un ensemble de tour convectives représenté par le schéma d'Emanuel (1991) et d'une zone de nuages stratiformes formant l'enclume – paramétrés par le schéma de condensation grande échelle –, représentés sur la figure 4.4. Les nuages stratiformes sont aussi tous les nuages autres que ceux formés par la convection. Le lessivage dit stratiforme agit donc aussi bien dans les systèmes convectifs que hors de ces systèmes.

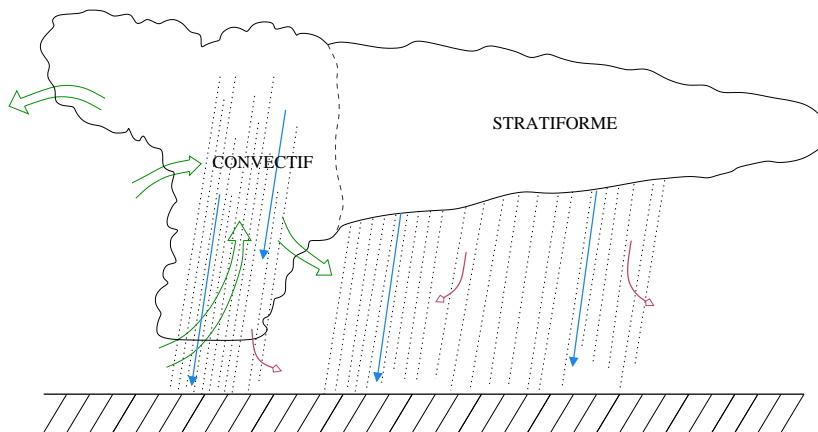


FIGURE 4.4 – Transport et lessivage dans les nuages dans une maille du modèle. Le transport des aérosols est représenté par les flèches vertes, le lessivage par la pluie par les flèches bleues, et la restitution des aérosols à l'environnement par les flèches rouges. Le lessivage au sein de la masse nuageuse n'est pas représenté, mais ce produit dans la partie nuageuse.

Le lessivage des aérosols est séparé en deux parties et suit la physique des nuages : l'activation des particules d'aérosols solubles et leur croissance par la suite en gouttelettes de nuages (qui correspond au lessivage par nucléation), et l'incorporation de particules d'aérosols solubles ou insolubles dans les précipitations (le lessivage par impaction). Ces deux processus sont expliqués dans la section 3 du chapitre 3, et sont séparés relativement aux types de nuages et de pluies. Les lessivages par nucléation et par impaction des espèces traces sont fortement tributaires de l'eau nuageuse disponible et des précipitations. Cela affecte non seulement les rapports de mélange des composés eux-mêmes, mais aussi le transport vertical des ces espèces. La libération des aérosols par évaporation des gouttes

d'eau d'une pluie (convective ou stratiforme) est prise en compte, et les restituent à l'environnement, et peuvent être de nouveau soumis au lessivage de l'autre pluie.

Paramétrisation du transport et du lessivage dans la convection profonde

Sommaire

1	Notations et conventions	45
2	Courants saturés	46
2.1	Ascendance adiabatique	46
2.2	Courants mélangés	50
2.3	Formulation finale	55
2.4	Des courants saturés au courants insaturés	57
3	Courants insaturés	57
3.1	Principes	57
3.2	Transport des traceurs	58
3.3	Résolution	61
3.4	Coefficient de lessivage Λ	64
3.5	Formulation finale	66
4	Récapitulation	67
5	Discussion sur les hypothèses faites dans la paramétrisation	69

Dans ce chapitre, nous présentons la nouvelle paramétrisation qui décrit le transport de traceurs dans les nuages convectifs profonds, et leur élimination par les gouttes de pluie, à l'intérieur et sous ces nuages. Cette paramétrisation a été développée dans le modèle de circulation général LMDz.

Notre paramétrisation est basée sur le schéma en flux de masses d'Emanuel des nuages convectifs profonds, décrit dans son article de 1991 (Emanuel, 1991) et approfondi dans sa monographie de 1993 (Emanuel, 1993). Nous décrirons le schéma d'Emanuel au fur et à mesure de la description du modèle développé, sans toutefois rentrer dans la thermodynamique du modèle, afin de faciliter sa compréhension.

Le principal atout de cette paramétrisation du transport de traceurs est de suivre de très près les mécanismes physiques du schéma d'Emanuel, les processus dans les courants verticaux et les échanges entre ces derniers à chaque niveau vertical. La paramétrisation suit la physique humide du modèle.

Avant de décrire le schéma de transport, il semble nécessaire de rappeler brièvement comment fonctionne le schéma convectif d'Emanuel.

Le schéma convectif : Emanuel s'est inspiré du schéma de convection nuageuse non précipitante de Raymond et Blyth (1986) pour élaborer la paramétrisation de convection profonde schématisée dans la figure 5.1. Dans cette paramétrisation le processus de convection nuageuse comporte une multitude de courants verticaux saturés ayant pour origine leur lieu de formation et pour fin l'altitude où ils

se mélangent avec l'environnement. Emanuel suppose que ces courants sont suffisamment violents pour que les particules ne subissent aucun échange entre leur niveau de formation et leur niveau de mélange.

Lorsque la convection est déclenchée, les colonnes convectives comportent d'abord des ascendances prenant naissance sous la base du nuage et pouvant s'étendre jusqu'à leur niveau de flottabilité neutre z_{LNB} (*Level of Neutral Buoyancy*). Comme ils ne subissent aucun échange, ces courants ascendants sont adiabatiques et transportent intégralement le condensat qu'ils contiennent. L'ensemble de ces courants, qui sont répartis entre des nuages d'épaisseurs variées, sera désigné par « ascendance adiabatique » ou « ascendance non diluée ». Le débit de l'ascendance adiabatique diminue au cours de son ascension aussi bien par épluchage des divers courants adiabatiques que par arrêt et mélange de ces courants. Ce processus est représenté par le prélèvement, à chaque niveau de la grille du modèle, d'un certain flux de masse sur l'ascendance adiabatique. Une fraction de l'eau condensée de ce prélèvement est convertie en précipitations, et l'eau nuageuse restante est mélangée avec différentes fractions d'air entraîné de l'environnement, formant un spectre de mixtures. Le processus est inspiré des travaux sur l'entraînement latéral de Blyth *et al.* (1988) et de Taylor et Baker (1991). Le modèle stochastique des mélanges est tiré de Raymond et Blyth (1986) dans lequel Emanuel change la séquence du mélange en rajoutant la formation de précipitations. En fonction de leur flottabilité, chaque mixture s'élève ou descend adiabatiquement, jusqu'à être détrainée hors du nuage au niveau où elle se retrouve, après nouvelle conversion en précipitation, avec une flottabilité nulle. Le schéma est un schéma en flux de masse à flottabilité différenciée. Les précipitations formées lors des mélanges (soit dans l'ascendance adiabatique, soit dans les courants mélangés) sont ajoutées à une unique descente précipitante constituée d'un rideau de pluie formée par le nuage convectif et d'un courant insaturé qui est dirigé par l'évaporation de la pluie. Ce courant a une section constante, son accélération ou son ralentissement provoque un entraînement d'air environnant ou bien un détrainement de l'air insaturé dans l'environnement. L'ascendance convective engendre en compensation une descente d'air et inversement, la descente précipitante engendre une ascendance compensatoire.

Méthodologie : Notre présentation suit celle d'Emanuel et utilise principalement les mêmes notations. La principale différence est que tous les flux sont définis en fonction de l'altitude z (niveaux verticaux continus) plutôt qu'en couches discrétisées. Nous séparons donc le transport des traceurs en suivant la séparation des flux de masses faite par Emanuel :

1. le transport dans les courants saturés comprenant le lessivage par nucléation ;
2. le transport dans la descente précipitante, comprenant l'interaction des pluies tombant dans un environnement sous saturé, c'est-à-dire le lessivage par impaction et la restitution par évaporation.

Afin d'obtenir les effets induits par la convection sur les traceurs présents dans l'environnement, on va déterminer séparément les effets induits par les courants saturés et ceux induits par la descente précipitante. En notant \tilde{C} la concentration de traceurs dans l'environnement, c'est-à-dire la quantité de traceur par unité de masse d'air de l'environnement, la tendance induite par la convection $(\partial_t \tilde{C})_{cv}$ peut se décomposer en :

$$(\partial_t \tilde{C})_{cv} = (\partial_t \tilde{C})_{sat} + (\partial_t \tilde{C})_{unsat} , \quad (5.1)$$

où $(\partial_t \tilde{C})_{sat}$ et $(\partial_t \tilde{C})_{unsat}$ sont, respectivement, les tendances induites par les courants saturés et par la descente précipitante.

Le calcul de chacune des tendances, $(\partial_t \tilde{C})_{sat}$ et $(\partial_t \tilde{C})_{unsat}$, est détaillé dans les sections 2 et 3.

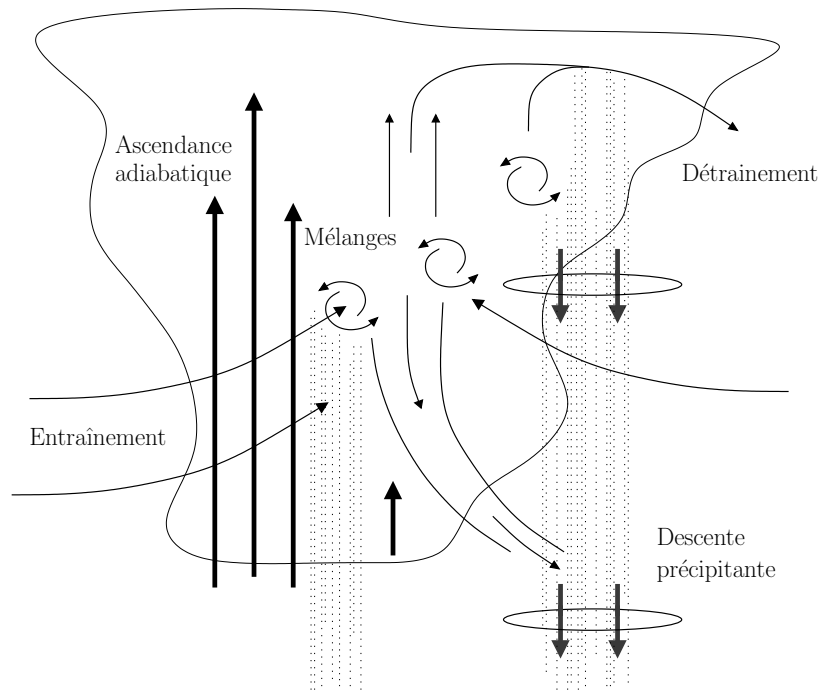


FIGURE 5.1 – Représentation schématique d'une colonne convective telle qu'elle est paramétrée par le schéma d'Emanuel (1991)

1 NOTATIONS ET CONVENTIONS

- Nous regardons l'atmosphère comme si elle était formée d'un nombre fini de couches discrètes, dont chacune est associée à une température, à une pression et à un contenu en vapeur.
- Les flux de masse sont notés M : M_a pour le courant ascendant adiabatique, \tilde{M} pour l'environnement, M_p pour la descente précipitante ; $\frac{\partial M_a}{\partial z} \delta z$ est le flux de masse de l'ascendance adiabatique finissant dans la couche $[z, z + \delta z]$. $\frac{\partial^2 M_m}{\partial z' \partial z} \delta z' \delta z$ est le flux de masse des courants mélangés allant de la couche $[z', z' + \delta z']$ à la couche $[z, z + \delta z]$. Tous les flux de masse sont définis positifs vers le haut.
- Les variables, liées aux courants partant de z' et arrivant en z , ont pour indice $z'z$, par exemple $F^{z'z}$ est la fraction d'air de l'environnement entraîné à z' dans le courant allant en z . z_b et z_t sont, respectivement, les niveaux correspondant à la base du nuage et à son sommet.
- Afin de simplifier l'écriture des équations décrivant le schéma, on note C_x^y la quantité de traceur par unité de masse de la phase x (c pour le condensat, v pour la phase gazeuse, et p pour les précipitations) dans un courant y (a pour l'ascendance adiabatique, m pour les mélanges, d pour le courant saturé descendant, u pour le courant saturé ascendant et p pour les descentes précipitantes). Dans le cas des radionucléides, la quantité de traceur est mesurée par son activité. La quantité C_x^y est, par la suite, appelée la concentration du traceur. Il faut noter que si l'indice x est absent, il s'agit de la concentration dans le courant y .

$$C^y = \sum_i C_{x_i}^y \cdot \frac{M_{x_i}}{M_y} .$$

- La barre supérieure désigne la moyenne horizontale dans une couche du modèle (par exemple, la concentration moyenne dans une couche sera notée \bar{C}). Le tilde dénote de l'environnement .
- La surface couverte par la descente précipitante est notée S_d , et la surface de la maille S_t . A partir de ces de surfaces, on définit la fraction surfacique de la descente précipitante $\sigma_d = S_d/S_t$. De plus, la fraction des précipitations qui tombent dans le ciel clair σ_s (c'est-à-dire, dans l'air non saturé) est désigné par :

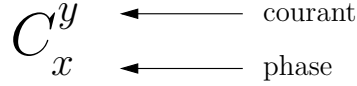


FIGURE 5.2 – Notation des concentrations des traceurs.

2 COURANTS SATURÉS

Les courants saturés sont composés par de multiples courants échangeant de l'air avec l'environnement à chaque niveau du modèle. La tendance de la concentration de traceurs dans l'environnement, induite par les courants saturés, est égale à l'effet de l'entraînement, du déentraînement et de la convergence de la grande échelle. Sa variation verticale est calculée par une tendance $(\partial_t \tilde{C})_{sat}$ et s'écrit :

$$\rho (\partial_t \tilde{C})_{sat} = d_C - e_{\tilde{C}} - \frac{\partial (\tilde{M} \tilde{C})}{\partial z}, \quad (5.2a)$$

où d_C et $e_{\tilde{C}}$ sont respectivement les flux de traceurs dans le déentraînement et l'entraînement, et ρ est la masse volumique de l'air. En combinant la définition du flux de masse subsidant avec (5.2a), on peut simplifier cette tendance. Le flux de masse \tilde{M} vérifie l'égalité suivante :

$$\partial_z \tilde{M} = d - e,$$

où d et e sont respectivement les flux de masse détraîné et entraîné. En faisant l'hypothèse que la concentration de traceurs dans l'air entraîné est \tilde{C} , le flux de traceur entraîné s'écrit $e_{\tilde{C}} = e \tilde{C}$. L'équation (5.2a) peut donc s'écrire telle que :

$$\rho (\partial_t \tilde{C})_{sat} = d_C - d \tilde{C} - \tilde{M} \frac{\partial \tilde{C}}{\partial z}. \quad (5.2b)$$

Le flux de traceurs détraînés d_C doit être défini. Pour cela, la contribution de chaque courant est calculée séparément en considérant la phase vapeur et la phase condensée de l'eau.

2.1 Ascendance adiabatique

Cette ascendance est alimentée par de l'air sous nuageux. Son flux de masse à la base, M_b , est déterminé par une relation arbitraire, censée représenter le rôle de la convection dans le rétablissement du quasi-équilibre et les obstacles mis à ce rétablissement par les barrières de flottabilité. La formule choisie par Emanuel après diverses versions de son code est décrite dans Hourdin *et al.* (2006) :

$$M_b = \frac{\alpha}{p_0} \int_{p_{LNB}}^{p_{LCL}} \left(\frac{\max(B_{min}(p), 0)}{B_0} \right)^2 \rho \sqrt{2 \times CAPE(p)} dp \quad (5.3)$$

où p_{LCL} et p_{LNB} sont respectivement les pressions au niveau de condensation et niveau de flottabilité neutre, $B_{min}(p)$ est la limite inférieure de la flottabilité rencontrée par une parcelle d'air de l'ascendance adiabatique entre un niveau p_B (pris 40 hPa au-dessus du niveau correspondant à p_{LCL}) et p , $B_0 = 1 \text{ K}$ et $p_0 = 10^5 \text{ Pa}$ sont les valeurs de références de la flottabilité et de pression, $CAPE(p)$ est le travail de la force de flottabilité entre p_B et p , α est un facteur d'échelle adimensionné ($\alpha = 0,03/\sqrt{2}$).

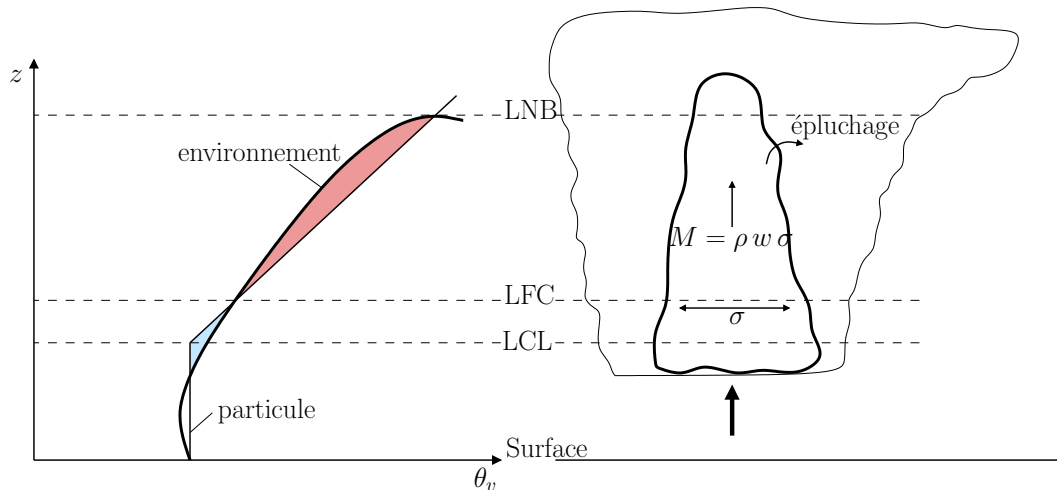


FIGURE 5.3 – Schéma d'une ascendance non diluée.

2.1.1 Alimentation de la convection à la base du nuage

L'ascendance adiabatique est alimentée par entraînement, par une couche allant du sol à une altitude $h_s = 300 \text{ m}$. Le flux entraîné à la base du nuage est :

$$e = \frac{M_b}{h_s} \quad \text{entre la surface et } h_s$$

et $e = 0$ entre h_s et z_b

La concentration de traceurs dans l'ascendance adiabatique est :

$$C^a = \frac{1}{h_s} \int_0^{h_s} \tilde{C}(z) dz \quad (5.4)$$

L'air s'élève donc adiabatiquement et est déplacé sans être mélangé dans le nuage jusqu'au niveau z situé entre la base du nuage et le niveau où sa flottabilité est nulle.

2.1.2 Conversion en précipitations

Dans son schéma, Emanuel suppose qu'une quantité d'eau condensée formée dans la colonne adiabatique est convertie, plus ou moins efficacement, en précipitations lors de l'épluchage (figure 5.4).

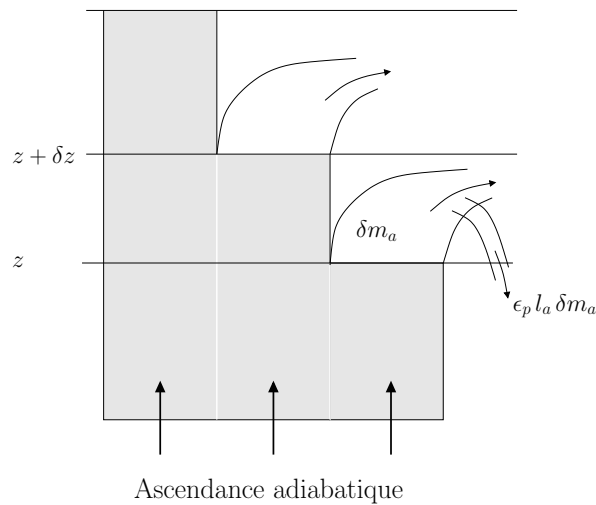


FIGURE 5.4 – Schéma représentant l'épluchage de l'ascendance adiabatique.

Soit δm_a , la masse épluchée de l'ascendance adiabatique dans une couche $[z, z + \delta z]$ durant un intervalle de temps δt . Si $l_a(z)$ est le contenu en eau condensée dans l'ascendance adiabatique, la masse d'eau condensée dans δm_a est $l_a(z) \delta m_a$. Une fraction ϵ_p de la masse épluchée est convertie en précipitations (comme le représente les figures 5.4 et 5.5).

La fraction du condensat ϵ_p convertie en eau liquide est définie par Emanuel, selon la pression p et le niveau du modèle i , comme telle :

$$\epsilon_p(i) = \begin{cases} 0, & p_{LCB} - p(i) < p_c \\ \frac{p_{LCB} - p(i) - p_c}{p_t - p_c}, & p_c < p_{LCB} - p(i) < p_t \\ \epsilon_{max}, & p_{LCB} - p(i) > p_t \end{cases} \quad (5.5)$$

où $p_c = p_{LCL} - 150$ mb (altitude supposée à laquelle la fraction du condensat qui précipite est nulle pour les nuages de convection peu profonde) et $p_t = p_{LCL} - 500$ mb.

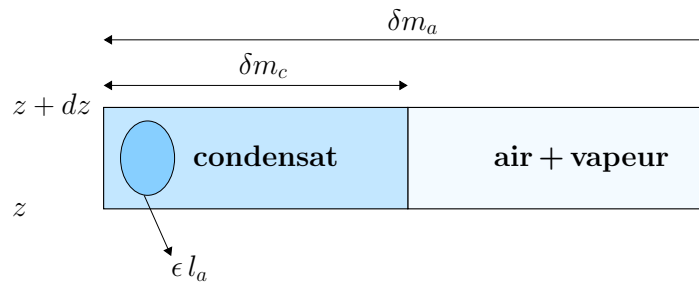


FIGURE 5.5 – Schéma simplifié représentant le contenu en vapeur, en eau liquide et en air dans une masse d'air saturé épluché de l'ascendance adiabatique. δm_c est la masse d'eau condensée et $\delta m_c = l_a \delta m_a$. Zoom de l'épluchage représenté sur la figure 5.4

L'efficacité de précipitation maximale, ϵ_{max} , fraction maximale de ϵ_p , est fixée à l'unité dans Emanuel et Živković-Rothman (1999). Toutefois, pour laisser de l'eau nuageuse en suspension dans

le haut de la troposphère, [Bony et Emanuel \(2001\)](#) suggéra de la fixer à une valeur inférieure à l'unité (0.999).

2.1.3 Traceurs dans les précipitations issues de l'ascendance adiabatique

Durant l'ascendance adiabatique, une fraction α_a d'aérosols sert de noyaux de condensation ; elle est supposée activée en gouttelette et incorporée dans l'eau nuageuse. L'autre fraction d'aérosols ($1 - \alpha_a$) reste dans la vapeur. La masse d'aérosols activés, c'est-à-dire dans la phase condensée δm_a , est $\alpha_a C^a \delta m_a$, et la masse d'aérosols qui s'en va dans les précipitations est $\varepsilon_p(z) \alpha_a C^a \delta m_a$.

Ainsi, la masse de traceurs par unité de masse de précipitations issue de l'ascendance adiabatique est :

$$\begin{aligned} C_p^a(z) &= \frac{\varepsilon_p(z) \alpha_a C^a \delta m_a}{\varepsilon_p(z) l_a(z) \delta m_a} \\ &= \frac{\alpha_a C^a}{l_a(z)}. \end{aligned} \quad (5.6)$$

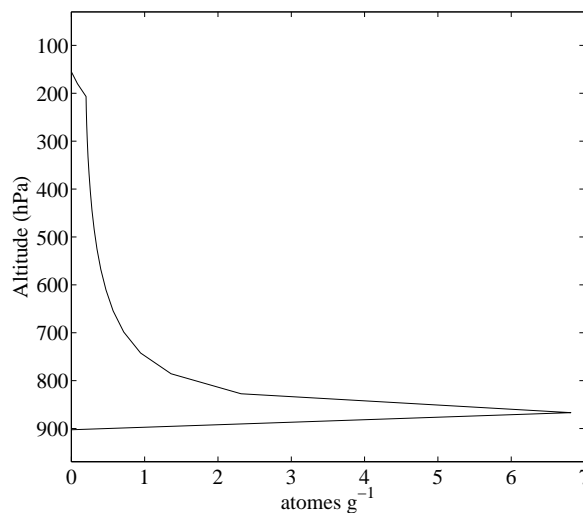


FIGURE 5.6 – Profil vertical de concentration de ^7Be dans les précipitations issues de l'ascendance adiabatique (en atomes par gramme d'eau). Le contenu en eau condensée l_a est faible à la base du nuage mais augmente avec l'altitude. La concentration évolue inversement à l_a . La concentration est nulle sous le nuage ($\sim 900\text{hPa}$) et au-dessus de celui-ci ($\sim 150\text{hPa}$).

2.1.4 Fractionnement des traceurs

Une fraction des traceurs de l'ascendance adiabatique part dans les courants mélangés et l'autre part dans les précipitations. Ces fractions sont fonction de $\varepsilon_p(z')$, la fraction d'eau condensée convertie en précipitations, et de α_a , dans l'ascendance adiabatique.

La concentration totale de traceur C^a dans l'ascendance adiabatique au moment de l'épluchage peut s'interpréter comme une décomposition de concentrations situées dans différentes phases. Cette

identité s'écrit :

$$C^a = \underbrace{\varepsilon_p(z') \alpha_a C^a}_{\text{précipitation}} + \underbrace{(1 - \alpha_a) C^a}_{\text{vapeur}} + \underbrace{(1 - \varepsilon_p(z')) \alpha_a C^a}_{\text{eau nuageuse}}. \quad (5.7)$$

courants mélangés

La concentration de traceur restant dans le flux épluché est $C^a(1 - \varepsilon_p(z) \alpha_a)$, où $\varepsilon_p(z) \alpha_a$ est la fraction de traceurs lessivés par nucléation. On fait l'hypothèse que tous les noyaux de condensation dans le flux de masse épluché peuvent être activés, c'est-à-dire : $\alpha_a = 1$.

2.2 Courants mélangés

Définitions

Avant de décrire les principes des courants mélangés et de leurs effets sur les traceurs, il s'avère nécessaire de définir le vocabulaire associé à « mélange » qui sera utilisé dans cette section.

Définition commune Le Petit Robert définit un *mélange* comme une association de plusieurs éléments, rendus indistincts, mais qui conservent leurs propriétés spécifiques (de sorte qu'ils demeurent séparables par des moyens mécaniques). Hors, si on prend l'exemple du mélange, de l'association de l'eau froide et de l'eau chaude, le résultat donne de l'eau tiède et les propriétés spécifiques de l'eau chaude et de l'eau froide ne sont pas conservées.

Un synonyme de *mélange* offre une définition plus précise au processus de mélange convectif : c'est le mot *mixture*. Une *mixture* est définie comme un mélange, homogène ou non, obtenu après mixtion de diverses substances. Cette définition est souvent utilisée en chimie et en pharmacologie pour parler de préparations pharmaceutiques constituées par le mélange dosé de deux ou plusieurs médicaments. L'évolution de la langue a donné une connotation péjorative au mot *mixture* et désigne un souvent breuvage peu appétissant, et l'a éloignée de son origine. En effet, *mixture* vient du latin *mixtura* : formé par mélange (où *mélange* est l'action de mélanger), combinaison d'éléments (source : dictionnaire Gaffiot latin-français (1934)).

Définitions utilisées Par la suite, nous associerons *mélange* à l'action de mélanger et *mixture* au résultat du mélange.

2.2.1 Principes des mélanges

L'épluchage de l'ascendance adiabatique produit à chaque niveau un ensemble de mixtures, composées chacune d'une fraction F d'air de l'environnement et d'une fraction $(1 - F)$ d'air de l'ascendance adiabatique de laquelle les précipitations ont été enlevées. Ces mixtures, qui se distinguent par la valeur de la fraction F , s'élèveront ou descendront jusqu'au niveau où elles seront à flottabilité neutre, après précipitation d'une partie de l'eau nuageuse et évaporation du reste.

Pour une mixture finie donnée, composée d'une masse δm_e d'air entraîné de l'environnement et d'une masse δm_a d'air issu de l'ascendance adiabatique la masse totale d'air est $\delta m_m = \delta m_a + \delta m_e$, la fraction d'air entraîné est $F = \delta m_e / \delta m_m$. Ces variables peuvent s'exprimer en fonction de δm_a et F :

$$\begin{aligned} \delta m_e &= \frac{F}{1 - F} \delta m_a \\ \delta m_m &= \frac{1}{1 - F} \delta m_a \end{aligned} \quad (5.8a)$$

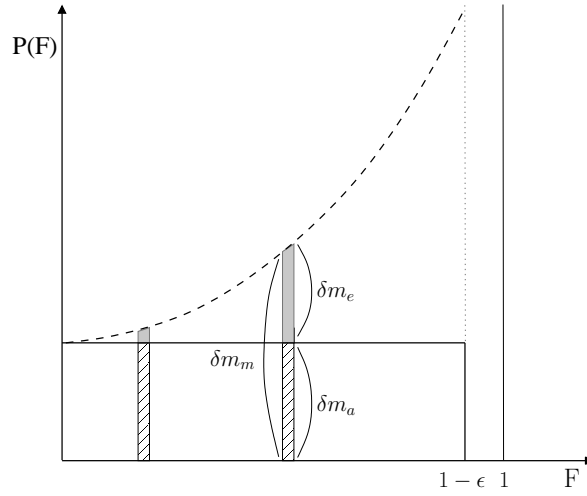


FIGURE 5.7 – Spectre de masse la masse totale des mixtures (tirets) et la masse épluchée de l'ascendance adiabatique (ligne continue); $\delta m_a = m_a P(F) \delta F$ et $\delta m_m = m_a \frac{P(F)}{(1-F)} \delta F$.

Cependant, dans le modèle, le mélange se fait de façon continue. Pour cela, Emanuel choisit une distribution qui décrit un spectre de mixtures. La densité spectrale des mixtures est décrite à l'aide d'une densité de probabilité $P(F)$, représentant la distribution d'air épluché de l'ascendance adiabatique (figure 5.7). En désignant par m_a la masse épluchée de l'ascendance adiabatique, d'après les équations (5.8a), on a :

$$\begin{aligned} \frac{dm_a}{dF} &= m_a P(F) \\ \frac{dm_e}{dF} &= m_a \frac{F P(F)}{1-F} \\ \frac{dm_m}{dF} &= m_a \frac{P(F)}{1-F} \end{aligned} \quad (5.8b)$$

Pour s'affranchir du problème de convergence de $\int_0^1 P(F)/(1-F)$, Emanuel suppose une distribution uniforme $P(F)$ sur l'intervalle $[0, 1 - \epsilon]$ avec $\epsilon = 0,05$.

Flux de masse des courants mélanges : La masse restante de l'épluchage de l'ascendance adiabatique, $l_a(1 - \epsilon_p)$, est donc mélangée à un niveau z' avec la fraction F d'air de l'environnement entraîné dans le nuage et est déplacée au niveau z où sa flottabilité est neutre, avant d'être détrainée (figure 5.8). Il faut noter que z peut être plus élevé ou plus bas que z' .

Une mixture de masse M_m est donc composée d'une fraction F d'air entraîné de l'environnement et d'une fraction $1 - F$ d'air épluché de l'ascendance adiabatique. La masse de la mixture en déplacement de la couche $[z', z' + \delta z']$ à $[z, z + \delta z]$ forme un flux de masse, défini dans Emanuel (1991), qui peut aussi s'écrire :

$$\frac{\partial^2 M_m}{\partial z \partial z'} dz' dz = F^{z'z} \frac{\partial^2 M_m}{\partial z \partial z'} dz' dz + (1 - F^{z'z}) \frac{\partial^2 M_m}{\partial z \partial z'} dz' dz. \quad (5.9)$$

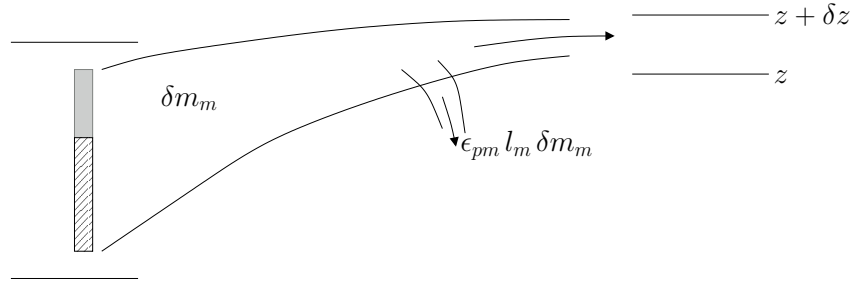


FIGURE 5.8 – La mixture composée d’air de l’environnement (noir) et d’air de l’ascendance adiabatique (gris) est détrainée en z' après précipitation.

2.2.2 Le mélange des traceurs

Durant le mélange, on suppose qu’une fraction, β_m , des aérosols servant de noyaux de condensation est activée. Par la suite, dans nos simulations, tous les noyaux de condensation dans l’air entraîné sont considérés activés, c’est-à-dire : $\beta_m = 1$; cela implique que tous les traceurs servant de CCN sont activés et que l’air saturé ne contient pas de traceur.

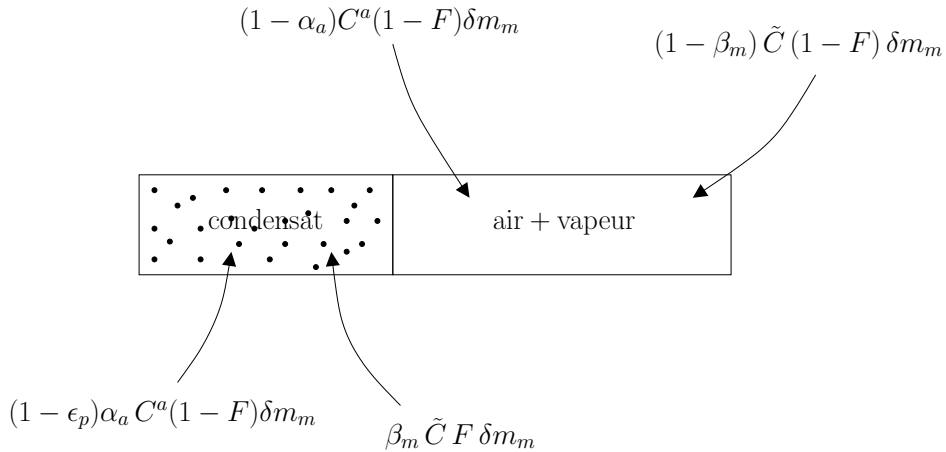


FIGURE 5.9 – Une mixture est composée d’une fraction de condensat et d’une autre d’air saturé. Elle contient les traceurs provenant de l’environnement et l’épluchage de l’ascendance adiabatique.

La quantité de traceur dans la phase condensée d’une mixture de masse δm_m formée en z' , allant en z , est $\delta m_m \left[(1 - \epsilon_p(z')) \alpha_a C^a (1 - F^{z'z}) + \beta_m \tilde{C}(z') F^{z'z} \right]$ (voir figure 5.9). Puisque la quantité de traceur présent dans la phase condensée est constante car le déplacement est adiabatique, cette quantité est aussi égale à la quantité de traceur présente dans la phase condensée quand les mixtures arrivent en z : $\delta m_m C_c^m(z', z) I_m^{z'z}$. La concentration de traceur dans la phase condensée au niveau z s’écrit alors :

$$C_c^m(z', z) = \frac{\left((1 - \epsilon_p(z')) \alpha_a C^a (1 - F^{z'z}) + \beta_m \tilde{C}(z') F^{z'z} \right) \delta m_m}{\delta m_c(z)}, \quad (5.10a)$$

où $\delta m_c(z)$ est la masse d’eau condensée dans la mixture au niveau z ($\delta m_c(z) = \delta m_m I_m^{z'z}$). Et dans la vapeur :

$$C_v^m(z', z) = \frac{\left((1 - \alpha_a) C^a (1 - F^{z'z}) + (1 - \beta_m) \tilde{C}(z') F^{z'z} \right) \delta m_m}{\delta m_v(z)}, \quad (5.10b)$$

où $\delta m_v(z)$ est la masse de vapeur dans la mixture au niveau z ($\delta m_v(z) = \delta m_m - \delta m_c(z)$).

La destination z de détrainement est calculée à partir de la température potentielle de la mixture (et est définie dans les équations 2 à 5 d'[Emanuel \(1991\)](#)). Les mixtures qui descendent (formant les courants saturés descendant) sont détrainées sans qu'aucune précipitation soit formée. La concentration dans le courant détrainé en z s'écrit :

$$C^d(z) = \tilde{C}(z') F^{z'z} + (1 - F^{z'z}) (C^a - \varepsilon_p(z') \alpha_a C^a). \quad (5.11)$$

Si les mixtures s'élèvent, de la nouvelle condensation est produite ($l_m^{z'z}$) et peut précipiter.

Une fraction ε_{pm} d'eau condensée est convertie en précipitations en z lors du détrainement et $(1 - \varepsilon_{pm})$ est la fraction d'eau détrainée au niveau z . La concentration C^u de traceurs, qui sont détrainés en z , est la somme des concentrations dans la phase condensée et dans la phase vapeur arrivant en z , sur la masse de cette mixture. Avant précipitation, la concentration dans le courant saturé arrivant en z s'écrit :

$$C^u(z', z) = \frac{C_v^m(z', z) \delta m_v(z) + C_c^m(z', z) \delta m_c(z)}{\delta m_m}. \quad (5.12a)$$

Et après précipitation :

$$C^u(z', z) = \frac{C_v^m(z', z) \delta m_v(z) + C_c^m(z', z) \delta m_c(z) (1 - \varepsilon_{pm}^{z'z})}{\delta m_m - \varepsilon_{pm}^{z'z} \delta m_c(z)}. \quad (5.12b)$$

En négligeant¹ $\varepsilon_{pm}^{z'z} l_m^{z'z}$ devant 1, la concentration C^u , dans le courant détrainé en z , peut alors s'écrire :

$$C^u(z) = C_v^m(z', z) (1 - l_m^{z'z}) + (1 - \varepsilon_{pm}^{z'z}) C_c^m(z', z) l_m^{z'z}, \quad (5.12c)$$

et $\varepsilon_{pm}^{z'z}$ est donnée dans le paragraphe suivant.

Obtention de la fraction d'eau condensée convertie en précipitations ε_{pm} : On suppose que l'environnement ne contient pas d'eau condensée. Si le condensat à l'intérieur d'une mixture dépasse celui provenant de l'épluchage du courant adiabatique ascendant, et qui n'a pas précipité (c'est-à-dire $l_m^{z'z} > (1 - \varepsilon_p(z)) l_a(z)$), alors l'excès de condensat est converti en précipitations. Le condensat restant en z après précipitation du condensat dans les courants mélangés est donc inférieur à celui restant après précipitation du courant adiabatique ascendant, ou autrement dit :

$$\left(1 - \varepsilon_{pm}^{z'z} l_m^{z'z} \right) \leq (1 - \varepsilon_p(z)) l_a(z), \quad (5.13a)$$

$$\Rightarrow \varepsilon_{pm}^{z'z} = \sup\left(0, 1 - (1 - \varepsilon_p(z)) l_a(z)\right) / l_m^{z'z}, \quad (5.13b)$$

où $(1 - \varepsilon_p(z)) l_a(z)$ est le condensat restant en z après précipitation.

¹L'erreur sur l'expression de $C^u(z)$ est comprise entre 0 et 1%.

2.2.3 Traceurs dans les précipitations issues des courants mélangés

Lorsqu'une mixture ascendante de masse δm_m arrive à son altitude z , la masse d'eau condensée convertie en précipitations est $\epsilon_{pm}^{z'} l_m^{z'} \delta m_m$. Elle emporte la quantité $\epsilon_{pm}^{z'} l_m^{z'} \delta m_m C_c^m(z')$, et $C_c^m(z', z)$ est définie par l'équation 5.10a.

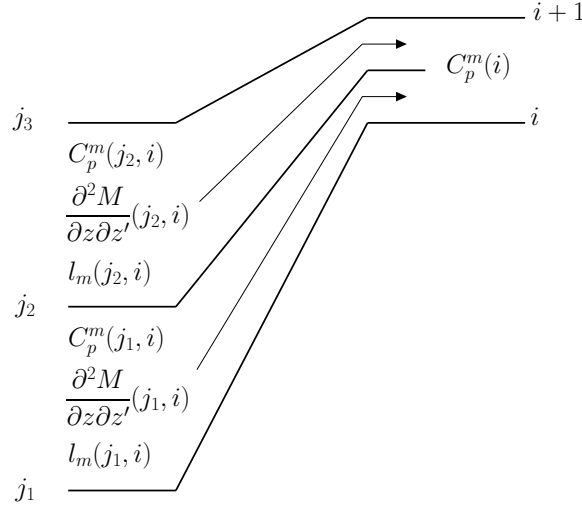


FIGURE 5.10 – Schéma décrivant la quantité de traceurs situés dans l'eau condensée des courants mélangés (partant de $z' \Leftrightarrow j$) et arrivant en $z \Leftrightarrow i$, après conversion de l'eau condensée en précipitations.

Ainsi, la quantité de traceurs par unité de masse de précipitations issue des courants mélangés, en z' , est :

$$\begin{aligned} C_p^m(z', z) &= \frac{\epsilon_{pm}^{z'} C_c^m(z', z) l_m^{z'} \delta m_m}{\epsilon_{pm}^{z'} l_m^{z'} \delta m_m} \\ &= C_c^m(z', z), \end{aligned} \quad (5.14a)$$

La quantité de traceurs dans les précipitations formées en z est la somme des quantités présentes dans l'eau convertie en précipitations dans tous les courants mélangés arrivant en z . La concentration de traceurs dans les précipitations, C_p^m , formées dans les courants mélangés peut ainsi s'écrire :

$$C_p^m(z) = \frac{\int_{z_b}^z C_c^m(z', z) \epsilon_{pm}^{z'} l_m^{z'} \frac{\partial^2 M_m}{\partial z \partial z'} dz' dz}{\int_{z_b}^z \epsilon_{pm}^{z'} l_m^{z'} \frac{\partial^2 M_m}{\partial z \partial z'} dz' dz}. \quad (5.14b)$$

L'équation (5.14b) présente aussi une singularité quand le contenu en eau liquide des mixtures l_m est très faible : la concentration C_p^m d'aérosols dans les précipitations formées dans ces mixtures devient alors très grande. Cette concentration est illustrée sur la figure 5.11 dans le cas du ^7Be

L'eau condensée dans ces courants mélangés n'étant convertie en précipitations que dans les mixtures ascendantes, C_p^m est non nulle que dans la partie supérieure du nuage. De plus, les mixtures aboutissant dans les plus basses couches de l'atmosphère sont celles qui contiennent le moins d'eau condensée (voir figure 3 de Grandpeix *et al.* (2004)) et sont les plus riches en air de l'environnement,

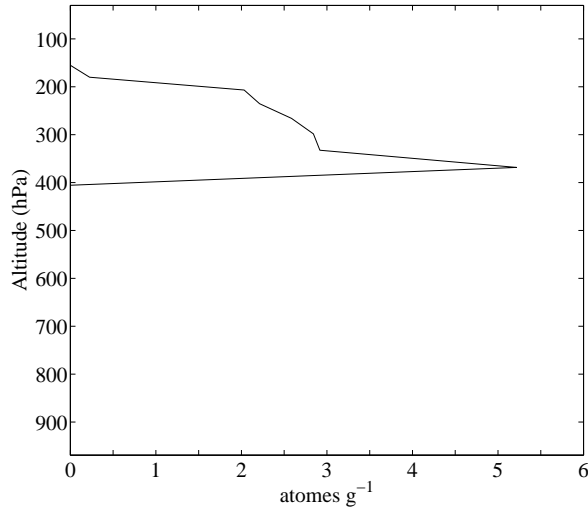


FIGURE 5.11 – Profil vertical de concentration de ^7Be dans les précipitations issues des courants mélangés (en atomes par gramme d'eau).

c'est-à-dire en air riche en ^7Be . Cela induit une concentration de ^7Be décroissant depuis l'altitude la plus basse de formation des précipitations (400 hPa) jusqu'au sommet du nuage.

2.3 Formulation finale

Le flux de masse de traceurs détrainés de z' à z prend compte les traceurs situés dans le courant saturés ascendant et situés dans le courant saturés descendant, respectivement C^u (éq. 5.12c), et C^d (éq. 5.11) et est donné par :

$$d_C(z)dz = \int_{z_b}^z \frac{\partial^2 M_m}{\partial z \partial z'} C^u(z', z) dz' dz + \int_z^{z_t} \frac{\partial^2 M_m}{\partial z \partial z'} C^d(z', z) dz' dz. \quad (5.15)$$

La tendance des traceurs induite par les courants saturés (5.2b) est obtenue en utilisant (5.15) avec (5.2b), et en développant (5.12c) et (5.11) pour faire sortir une différence de concentrations. Elle peut se décomposer en somme des effets induits par le transport et des effets induits par le lessivage dans ces courants :

$$\rho (\partial_t \tilde{C})_{sat} = \rho (\partial_t \tilde{C})_{trsp} + \rho (\partial_t \tilde{C})_{scav}, \quad (5.16a)$$

où $(\partial_t \tilde{C})_{trsp}$ est le terme lié au transport et $(\partial_t \tilde{C})_{scav}$ le terme lié au lessivage par nucléation. $(\partial_t \tilde{C})_{trsp}$ s'écrit :

$$\begin{aligned} \rho (\partial_t \tilde{C})_{trsp} &= (C^a - \tilde{C}(z)) \int_{z_b}^{z_t} \frac{\partial^2 M_m}{\partial z \partial z'} (1 - F^{z'z}) dz' \\ &+ \int_{z_b}^{z_t} \frac{\partial^2 M_m}{\partial z \partial z'} F^{z'z} (\tilde{C}(z') - \tilde{C}(z)) dz' \\ &- \tilde{M} \frac{\partial \tilde{C}}{\partial z} \end{aligned} \quad (5.16b)$$

où le premier terme l'équation (5.16b) correspond aux traceurs situés dans le flux de masse approvisionné par le courant adiabatique ascendant allant dans le spectre de mixtures, le second correspond aux traceurs situés dans le flux de masse de traceurs de l'environnement entrainé dans les mixtures, $\tilde{M} \partial_z \tilde{C}$ est la subsidence compensatoire.

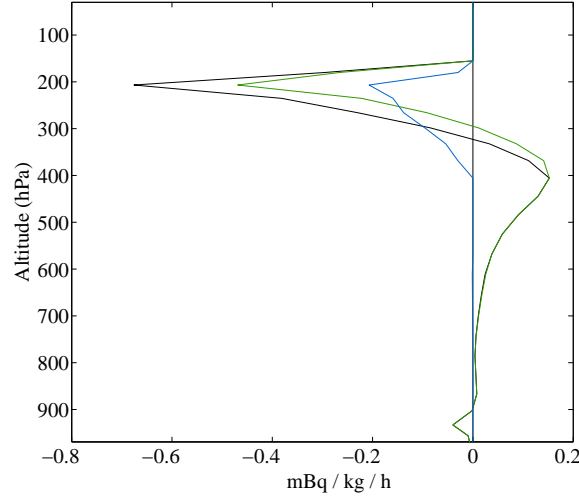


FIGURE 5.12 – Exemple de tendances de ${}^7\text{Be}$ liées aux courants saturés (noir), somme des tendances liées au transport (vert) et au lessivage par nucléation (bleu) (en 10^{-3} mBq/s).

Et la tendance liée au lessivage par nucléation, $(\partial_t \tilde{C})_{scav}$, s'écrit :

$$\begin{aligned} \rho (\partial_t \tilde{C})_{scav} = & -\alpha_a C^a \int_{z_b}^{z_t} \frac{\partial^2 M_m}{\partial z \partial z'} (1 - F^{z'z}) \varepsilon_p(z') dz' \\ & - \alpha_a C^a \int_{z_b}^z \frac{\partial^2 M_m}{\partial z \partial z'} (1 - F^{z'z}) \varepsilon_{pm}^{z'z} (1 - \varepsilon_p(z')) dz' \\ & - \beta_m \int_{z_b}^{z_t} \frac{\partial^2 M_m}{\partial z \partial z'} F^{z'z} \varepsilon_{pm}^{z'z} \tilde{C}(z') dz' . \end{aligned} \quad (5.16c)$$

Le premier terme correspond aux traceurs de l'ascendance adiabatique éliminés par la formation des précipitations dans l'ascendance adiabatique, le second correspond aux traceurs originaires de l'ascendance adiabatique éliminés par la formation de précipitations dans les courants mélangés, et le dernier correspond aux traceurs des mixtures éliminés par la formation des précipitations. Les décompositions des tendances induites par les courant saturés (5.16b et 5.16c), ainsi que leur somme (5.16a), sont représentés sur la figure 5.12. Entre 150 et 300 hPa, l'effet cumulé de masses d'air peu concentrées en traceurs détrainées dans l'environnement très concentré en traceurs, et du lessivage dans le nuage engendre une tendance négative. Le terme de convergence – la subsidence compensatoire – (dernier terme de (5.16b)) déplace les traceurs vers le bas pour les rajouter entre 300 et 900 hPa. L'entraînement dans l'ascendance adiabatique (premier terme de (5.16b)) est situé entre 900 hPa et la surface.

Si dans la paramétrisation, le lessivage est enlevé, $(\partial_t \tilde{C})_{scav} = 0$, alors les traceurs seront uniquement transportés par les masses d'air sans que les traceurs aient le rôle de noyaux de condensation. Tous les traceurs sont alors détrainés sans passer dans la phase liquide de l'eau.

2.4 Des courants saturés au courants insaturés

Les précipitations formées en z lors de l'épluchage de l'ascendance adiabatique et lors de l'ascension des mixtures forment un flux de précipitations. Les traceurs dans ces précipitations sont C_p^a et C_p^m , respectivement (5.6) et (5.14b). A chaque niveau z , la colonne de précipitations est alimentée de ces traceurs.

3 COURANTS INSATURÉS

3.1 Principes

Les courants insaturés sont des courants descendants dirigés par l'évaporation des précipitations formées dans les courants ascendants adiabatiques et mélangés. Ces précipitations alimentent le flux de précipitations à chaque niveau, entre le haut du nuage et la base du nuage.

Afin de faciliter les calculs, un courant insaturé (aussi appelé descente précipitante) peut être imaginé comme séparé en deux parties : les précipitations et l'air insaturé (composé d'air saturé et clair). Les précipitations s'évaporent dans de l'air sec induisant le refroidissement l'air et ainsi l'évaporation dirige le courant descendant.

Le contenu en eau totale est obtenu en intégrant l'équation :

$$\frac{d}{dp} (\omega_t l_p \sigma_d) = \frac{\partial P_a}{\partial p} + \frac{\partial P_m}{\partial p} - \sigma_d \sigma_s E , \quad (5.17)$$

où ω_t est la vitesse de chute des précipitations (supposée constante et égale à 45 Pa s^{-1}), l_p est contenu en eau dans la descente ($l_p = \rho_p / \rho$), σ_d est la surface couverte par la descente précipitante sur celle de la maille ($\sigma_d = 0.01$), $\frac{\partial P_a}{\partial z} \delta z$ et $\frac{\partial P_m}{\partial z} \delta z$ sont respectivement les flux de précipitations formées lors de l'épluchage de l'ascendance adiabatique et après l'ascension des mélanges, et seront définies plus tard ; σ_s est la fraction des précipitations qui tombent dans l'environnement plutôt qu'à travers le nuage ($\sigma_s = 0,15$ entre le sommet du nuage et la base du nuage, et $\sigma_s = 1$ en dessous du nuage pour s'assurer que toutes les précipitations soient soumises à l'évaporation), et E est le taux d'évaporation des précipitations.

Le taux d'évaporation E est donné par la formule simplifiée d'Ogura et Takahashi (1971) et reprise par Klemp et Wilhelmson (1978). Il s'écrit :

$$E = \frac{(q^* - q_p) \sqrt{l_p}}{10^4 / p + 2.10^3 q^*} , \quad (5.18)$$

où q_p et q^* sont, respectivement, le rapport de mélange saturant et le rapport de mélange de la descente précipitante, et p la pression.

Source de précipitations Comme le montre la figure 5.13, le flux de précipitations est alimenté par l'eau condensée convertie en précipitations P qui sont les précipitations par unité de surface de la maille du modèle, mais aussi par les précipitations formées dans les courants saturés, P_a et P_m , lors de l'épluchage de l'ascendance adiabatique et lors de l'ascension des mixtures. $\delta\Psi$ est la masse d'eau évaporée par unité de temps et est définie par la suite. Ces précipitations formées entre la base z_b et le sommet z_t du nuage, finissent dans une couche d'épaisseur δz dans la descente précipitante, et sont

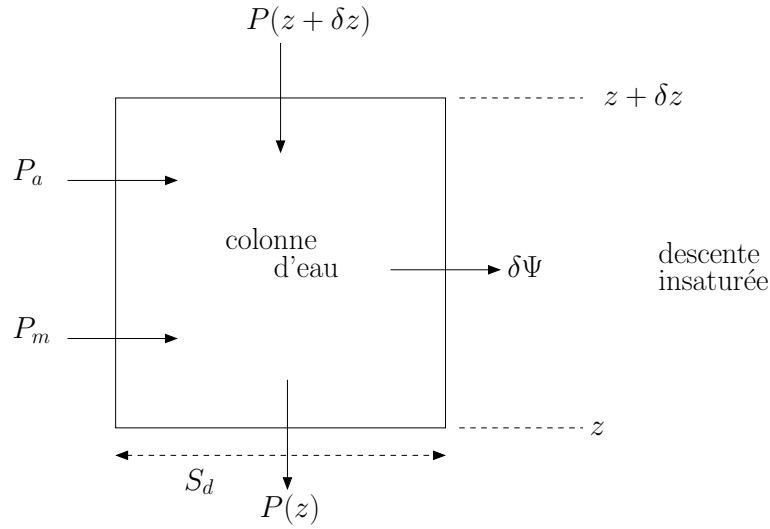


FIGURE 5.13 – Schéma des échanges entre les précipitations formées dans les courants saturés, les précipitations qui tombent et la descente insaturée.

données par :

$$\frac{\partial P_a}{\partial z} \delta z = \frac{\partial M_b}{\partial z} \delta z \varepsilon_p(z) l_a(z) , \quad (5.19a)$$

où M_b est le flux de masse de l'ascendance adiabatique, et

$$\frac{\partial P_m}{\partial z} \delta z = \int_{z_b}^{z_t} \frac{\partial^2 M_m}{\partial z \partial z'} \sup \left(0, l_m^{z, z'} - (1 - \varepsilon_p(z')) l_a(z) \right) dz' \delta z . \quad (5.19b)$$

Les deux précipitations formées dans les courants saturés sont représentés sur la figure 5.14. Les mélanges s'élevant plus haut que le courant de l'ascendance adiabatique, les précipitations issues des mélanges se forment ainsi plus haut que celle issues de l'ascendance adiabatique.

3.2 Transport des traceurs

Les deux composantes du courant insaturé s'échangent des masses entre elles (figure 5.15). Les traceurs sont transportés par l'air insaturé et par les précipitations. Ils passent de l'un à l'autre par évaporation de la pluie qui libère les traceurs ou bien par leur impaction par les gouttes de pluie.

Rôle des précipitations : La colonne précipitante formée de l'eau convertie en précipitations dans les courants saturés est alimentée par les traceurs (C_p^a et C_p^m) venant de cette même eau (figure 5.15). Le contenu en traceurs dans la pluie convective va être contrôlé par l'évaporation de cette pluie et par l'absorption des traceurs par cette même pluie.

Considérons une couche $[z, z + \delta z]$ de la descente précipitante. Posons $\delta\Psi$, la masse d'eau qui y est évaporée par unité de temps à l'intérieur de la surface couverte par la descente précipitante σ_d (voir figure 5.13). Cette masse d'eau ne peut s'évaporer que dans la proportion σ_s de ciel clair dans laquelle tombent les précipitations.

$$\delta\Psi = \sigma_s \sigma_d E \rho \delta z \quad (5.20)$$

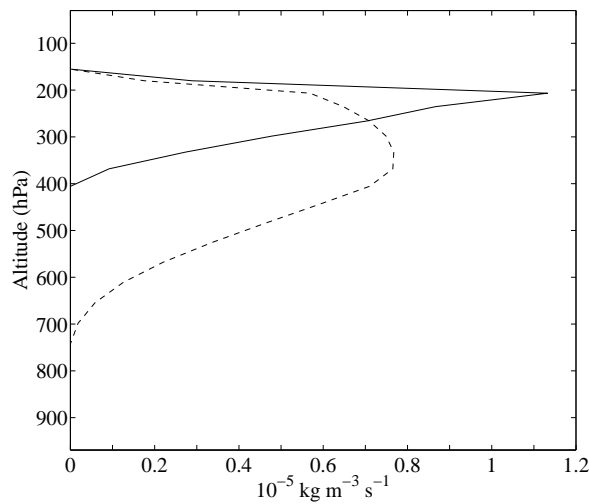


FIGURE 5.14 – Exemple de sources de précipitations $\frac{\partial P_a}{\partial z}$ issues de l’ascendance adiabatique (tirets) et $\frac{\partial P_m}{\partial z}$ issues des mélanges (ligne continue). L’eau dans l’ascendance adiabatique provient de la base du nuage et est convertie en précipitation plus haut ; celle des courants mélangés provient d’altitude plus élevées et va donc être convertie majoritairement vers le sommet du nuage. De plus, ce n’est qu’au dessus de 600 hPa que les courants mélangés sont ascendants ; en dessous, les courants mélangés sont descendants et ne produisent pas de précipitations.

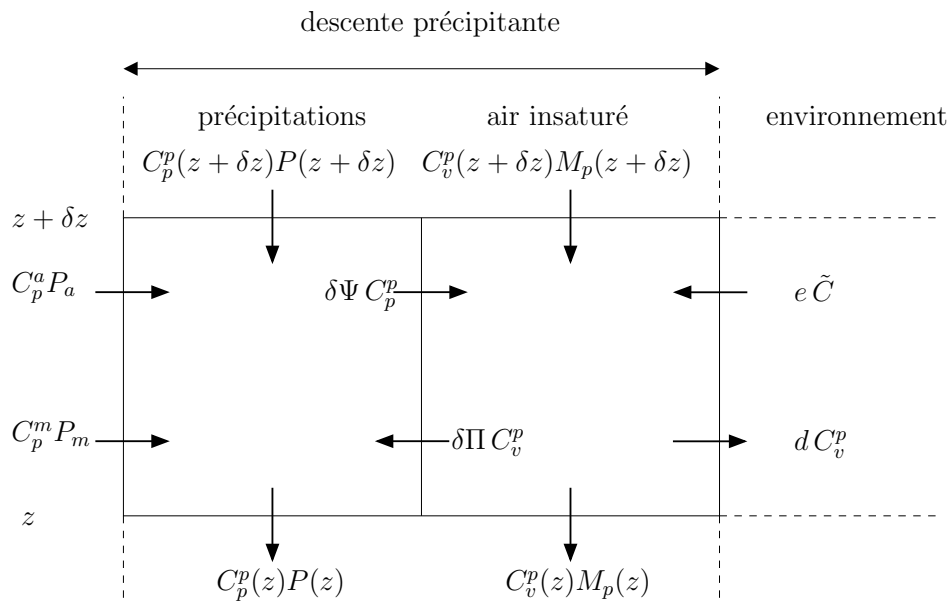


FIGURE 5.15 – Schéma d’un courant insaturé et représentation des échanges des traceurs au sein du courant pour une couche donnée.

où E est le taux d'évaporation donné par l'équation 5.18.

Ainsi, l'évaporation des précipitations augmente de $\delta\Psi C_p^p$ – où C_p^p est la concentration de traceurs dans les précipitations – la concentration de traceurs dans l'air insaturé C_v^p . Le traceur est supposé libéré par évaporation et transféré dans l'air insaturé, proportionnellement à la masse d'eau évaporée.

Soit $\delta\Pi$, la masse effective d'air de la descente qui est balayée, dans ce même volume, par les précipitations par unité de temps, à l'intérieur de σ_d , aussi bien dans le nuage que dans l'air qui n'est pas saturé ; elle s'écrit :

$$\delta\Pi = \sigma_d \Lambda \rho \delta z \quad (5.21)$$

Λ est le coefficient de lessivage et sera décrit par la suite (section 3.4). Les gouttes d'eau lessivent donc par impaction les traceurs de l'air insaturé de la descente précipitante et lui enlèvent $\delta\Pi C_v^p$ traceurs.

Le courant insaturé échange aussi des traceurs avec l'environnement par entraînement et par déentraînement (figure 5.16) en fonction des flux de masse entraînant e et le flux de masse détrainant d .

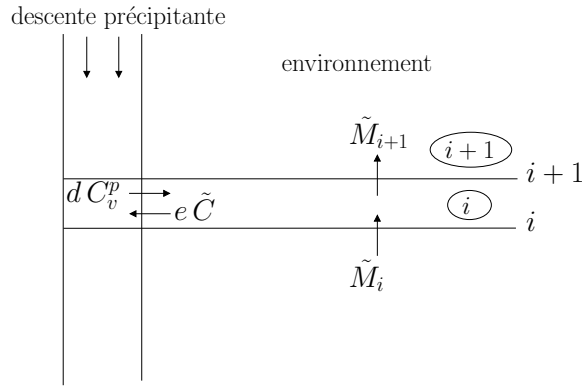


FIGURE 5.16 – Représentation des échanges entre la descente précipitante et l'environnement pour une couche discrétisée du modèle $[i, i + 1]$.

Effet du courant insaturé sur les traceurs : De la même manière qu'est établie (5.2a), tous les échanges mentionnés préalablement sont représentés par une tendance qui détermine les effets induits par la descente précipitante sur les traceurs de l'environnement. Cette tendance, $(\partial_t \tilde{C})_{unsat}$, est donnée par :

$$\rho (\partial_t \tilde{C})_{unsat} = d C_v^p - e \tilde{C} - \frac{\partial(\tilde{M}\tilde{C})}{\partial z}, \quad (5.22a)$$

où \tilde{M} est le flux de masse de l'environnement ($\frac{\partial(\tilde{M}\tilde{C})}{\partial z}$ au terme de convergence de grand échelle et, ici, à l'ascendance compensatoire du courant descendant). Ce flux de masse vérifie l'égalité $\tilde{M} = -M_p$. Ainsi, comme $\partial_z \tilde{M} = d - e$, on a :

$$\partial_z M_p = e - d \quad (5.22b)$$

La tendance (5.22a) peut donc s'écrire :

$$\rho (\partial_t \tilde{C})_{unsat} = d (C_v^p - \tilde{C}) + M_p \partial_z \tilde{C}. \quad (5.22c)$$

Pour résoudre cette dernière équation, la concentration de traceurs dans l'air insaturé C_v^p doit être déterminée.

Propriétés : Avant de poursuivre, il est nécessaire de donner quelques propriétés de ces courants descendants. La discrétisation verticale du modèle utilise une grille décentrée, les flux de masses (d'air ou de précipitations) sont définis aux interfaces des couches, ainsi que les concentrations dans flux de masse (C_v^p et C_p^p). Par conséquent, on utilise un schéma amont pour les calculs qui suivront ; on a les propriétés suivantes :

- Si \bar{x}_i est la valeur moyenne d'une variable x dans la couche (i) comprise entre les interfaces i et $i + 1$, alors la valeur de x à l'interface i est $\bar{x}_i = x_i$;
- On suppose qu'un niveau i est équivalent à z , donc $z \Leftrightarrow i$ et $z + \delta z \Leftrightarrow i + 1$.

3.3 Résolution

3.3.1 Représentation de la descente précipitante

Comme le montre la figure 5.15, les échanges de masse aux deux interfaces précipitations–air insaturé et air insaturé–environnement sont bidirectionnels. De plus, à chaque niveau, le système est stationnaire, c'est-à-dire que la somme des flux entrant et sortant dans chacun des compartiments (précipitations et air insaturé) dans une couche donnée est nulle. Les équations bilans peuvent être établies pour décrire l'évolution des échanges de masse à l'intérieur de ce courant et des échanges de masses entre ce courant et l'extérieur.

La quantité de traceurs contenus dans les précipitations entre z et $z + \delta z$ subit la variation du flux de traceurs transportés par les précipitations ($-\partial_z (PC_p^p) \delta z$) ; elle est enrichie par les traceurs dans les sources de précipitations ($+\partial_z P_a C_p^a \delta z$ et $+\partial_z P_m C_p^m \delta z$) et par les traceurs de l'air insaturé capturés par impaction ($+\delta\Pi C_v^p$) ; elle est aussi appauvrie quand les traceurs sont libérés par évaporation des précipitations ($-\delta\Psi C_p^p$). De l'autre côté, les traceurs contenus dans l'air de la descente précipitante subit une variation de flux transporté par le courant d'air insaturé ($-\partial_z (M_p C_v^p) \delta z$). Cette descente est alimentée par l'évaporation des pluies, enrichissant l'air insaturé de $+\delta\Psi C_p^p$ traceurs, et ce processus contrôle aussi l'entraînement de traceurs (enrichissement) de l'environnement ($+e \delta z \tilde{C}$) et le détrainement de traceurs (appauvrissement) de l'air insaturé dans l'environnement ($-d \delta z C_v^p$). De plus, l'impaction réduit la concentration dans l'air insaturé ($-\delta\Pi C_v^p$).

Représentation discrète : En suivant la figure 5.15, on peut facilement écrire les équations bilans de masse d'eau et d'air à chaque niveau :

$$\begin{cases} P(z + \delta z) - P(z) + \frac{\partial P_a}{\partial z} \delta z + \frac{\partial P_m}{\partial z} \delta z - \delta\Psi = 0 \\ -M_p(z + \delta z) + M_p(z) + e \delta z - d \delta z = 0 \end{cases} \quad (5.23a)$$

En ajoutant les traceurs dans le système, les échanges entre les précipitations et l'air du courant insaturé changent. L'évaporation va enrichir de traceurs l'air insaturé en les libérant et va appauvrir la concentration dans les précipitations. En capturant les traceurs présents dans l'air insaturé, les précipitations vont augmenter leur concentration de traceurs et appauvrir celle de l'air insaturé. Les équations bilans pour les traceurs s'écrivent donc :

$$\begin{cases} P(z + \delta z) C_p^p(z + \delta z) - P(z) C_p^p(z) + \frac{\partial P_a}{\partial z} \delta z C_p^a + \frac{\partial P_m}{\partial z} \delta z C_p^m - \delta \Psi \bar{C}_p^p + \delta \Pi \bar{C}_v = 0 \\ -M_p(z + \delta z) C_v^p(z + \delta z) + M_p(z) C_v^p(z) + e \delta z \tilde{C} - d \delta z \bar{C}_v^p + \delta \Psi \bar{C}_p^p - \delta \Pi \bar{C}_v^p = 0 \end{cases}, \quad (5.23b)$$

où \bar{C}_v^p et \bar{C}_p^p sont respectivement les concentrations moyennes de traceurs dans la descente insaturée et dans les précipitations, dans une couche $[z, z + \delta z]$.

Représentation continue : Quand on utilise des variables continues, les équations (5.23a) et (5.23b) deviennent :

$$\begin{cases} -\partial_z P + \partial_z P_a + \partial_z P_m - \frac{d\Psi}{dz} = 0 \\ -\partial_z M_p + e - d = 0 \end{cases}, \quad (5.24a)$$

et pour les traceurs :

$$\begin{cases} -\partial_z (P C_p^p) + \partial_z P_a C_p^a + \partial_z P_m C_p^m \\ \quad - \frac{d\Psi}{dz} \bar{C}_p^p + \frac{d\Pi}{dz} \bar{C}_v^p = 0 \\ -\partial_z (M_p C_v^p) + e \tilde{C} - d \bar{C}_v^p \\ \quad + \frac{d\Psi}{dz} \bar{C}_p^p - \frac{d\Pi}{dz} \bar{C}_v^p = 0 \end{cases}. \quad (5.24b)$$

De cette représentation découle une équation différentielle de premier ordre qui a pour inconnues C_p^p et C_v^p , et, grâce au schéma amont, au sommet du nuage $C_p^p(z_t) = 0$ et $C_v^p(z_t) = 0$ (au-dessus du nuage, les flux de masses P et M sont nuls, par conséquent les concentrations associées le sont aussi).

3.3.2 Détermination des inconnues

Afin de déterminer C_p^p et C_v^p , les équations (5.24b) et (5.24a) sont arrangées pour avoir une différence de concentrations. Celle-ci s'obtient par (5.24b) - (5.24a) $\times C_p^p$, pour les précipitations et (5.24b) - (5.24a) $\times C_v^p$ pour l'air de la descente :

$$\begin{cases} -P \partial_z (C_p^p) + \partial_z P_a (C_p^a - \bar{C}_p^p) + \partial_z P_m (C_p^m - \bar{C}_p^p) + \frac{d\Pi}{dz} \bar{C}_v^p = 0 \\ -M_p \partial_z (C_v^p) + e (\tilde{C} - \bar{C}_v^p) + \frac{d\Psi}{dz} \bar{C}_p^p - \frac{d\Pi}{dz} \bar{C}_v^p = 0. \end{cases} \quad (5.25a)$$

Pour obtenir une forme mathématiquement plus accueillante aux calculs, on utilise la représentation discrète du courant. De plus, le schéma amont nous donne la possibilité de calculer C_p^p et C_v^p au centre de la grille ($\bar{C}_p^p = C_p^p$ et $\bar{C}_v^p = C_v^p$). De la même manière que pour l'établissement de (5.25a), les équations deviennent :

$$\begin{cases} P(z + \delta z) (C_p^p(z + \delta z) - C_p^p(z)) + \frac{\partial P_a}{\partial z} \delta z (C_p^a(z) - C_p^p(z)) \\ \quad + \frac{\partial P_m}{\partial z} \delta z (C_p^m(z) - C_p^p(z)) + \delta \Pi C_v^p = 0 \\ M_p(z + \delta z) (C_v^p(z) - C_v^p(z + \delta z)) + e \delta z (\tilde{C}(z) - C_v^p(z)) \\ \quad + \delta \Psi C_p^p(z) - \delta \Pi C_v^p = 0. \end{cases} \quad (5.25b)$$

Concentrations dans la descente insaturée et dans les précipitations : L'obtention des concentrations $C_v^p(z)$ et $C_p^p(z)$ se fait par résolution du système d'équations (5.25b), qui donne :

$$\begin{bmatrix} P(z + \delta z) + P_a + P_m & -\delta\Pi \\ \delta\Psi & M_p(z + \delta z) - e\delta z - \delta\Pi \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} C_p^p(z) \\ C_v^p(z) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} P(z + \delta z) C_p^p(z + \delta z) + \frac{\partial P_a}{\partial z} \delta z C_p^a(z) + \frac{\partial P_m}{\partial z} \delta z C_p^m(z) \\ M_p(z + \delta z) C_v^p(z + \delta z) - e\delta z \tilde{C}(z) \end{bmatrix} \quad (5.26)$$

La résolution de (5.26), dont les résultats sont représentés sur la figure 5.17, donne la formulation générale de $C_v^p(z)$ et de $C_p^p(z)$:

$$C_v^p(z) = \frac{1}{\varkappa} \left[\delta\Psi \left(P(z + \delta z) C_p^p(z + \delta z) + \frac{\partial P_a}{\partial z} \delta z C_p^a + \frac{\partial P_m}{\partial z} \delta z C_p^m \right) + \left(P(z + \delta z) + \frac{\partial P_a}{\partial z} \delta z + \frac{\partial P_m}{\partial z} \delta z \right) \left(M_p(z + \delta z) C_v^p(z) - e\delta z \tilde{C}(z) \right) \right] \quad (5.27a)$$

$$C_p^p(z) = \frac{1}{\varkappa} \left[\left(M_p(z + \delta z) - e\delta z - \delta\Pi \right) \left(P(z + \delta z) C_p^p(z + \delta z) + \frac{\partial P_a}{\partial z} \delta z C_p^a(z) + \frac{\partial P_m}{\partial z} \delta z C_p^m(z) \right) + \delta\Pi \left(M_p(z + \delta z) C_v^p(z + \delta z) - e\delta z \tilde{C}(z) \right) \right] \quad (5.27b)$$

avec

$$\varkappa = \left(P(z + \delta z) + \frac{\partial P_a}{\partial z} \delta z + \frac{\partial P_m}{\partial z} \delta z \right) \left(M_p(z + \delta z) - e\delta z - \delta\Pi \right) + \delta\Pi \delta\Psi. \quad (5.27c)$$

La concentration dans l'air de la descente insaturée est plus élevée que celle de l'environnement (entre 400 hPa et la surface) puisque la descente insaturée est composée d'air entraîné à des niveaux de plus haute altitude. Le pic négatif à 300 hPa est situé à la même altitude que la maximum de concentration dans la pluie, et correspond à l'impaction de traceur dans l'air de la descente insaturé.

Transport sans lessivage : Si le lessivage par impaction est désactivé, c'est-à-dire que les traceurs ne sont transportés que par les masses d'air insaturé de la descente précipitante et que l'effet des précipitations sur les traceurs est négligé, les termes liés aux précipitations et à l'évaporation ne sont pas impliqués dans le système d'équations (5.24b), les traceurs ne se situent que dans la descente d'air insaturé ($C_p^p(z) = 0$). On a ainsi :

$$e\tilde{C} - dC_v^p = \partial_z (M_p C_v^p). \quad (5.28)$$

La formulation de $C_v^p(z)$ est donc différente et s'écrit :

$$C_v^p(z) = \frac{M_p(z + \delta z) C_v^p(z + \delta z) - e\delta z \tilde{C}(z)}{M_p(z + \delta z) - e}. \quad (5.29)$$

L'égalité (5.22b), utilisée avec le schéma amont, donne $e\delta z = M_p(z + \delta z) - M_p(z)$. Cela permet de simplifier l'équation précédente et $C_v^p(z)$ s'écrit alors :

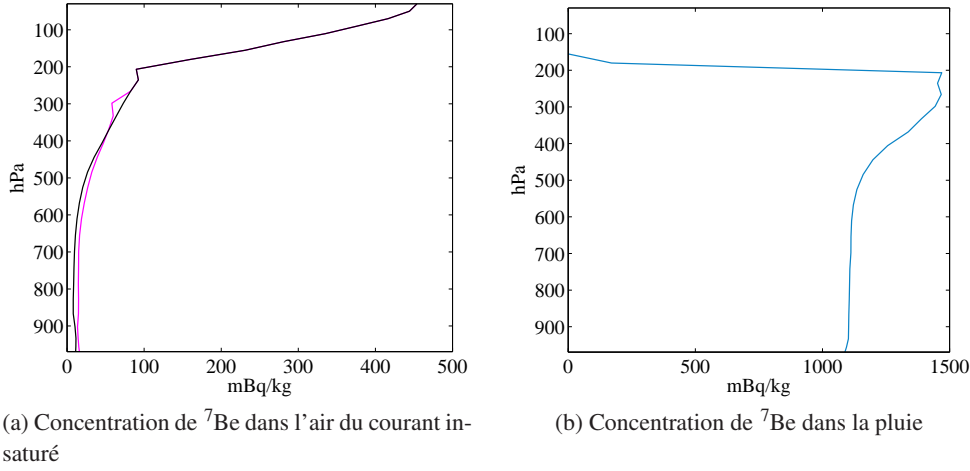


FIGURE 5.17 – a) Exemple de concentrations de ^7Be dans l'air de la descente insaturée (rose) et dans l'environnement (noir), b) concentrations de ^7Be dans les précipitations de la descente précipitante. Au-dessus du sommet du nuage (ici environ 200 hPa), aucune précipitation n'est créée et le courant d'air insaturé est alimenté par l'environnement.

$$C_v^p(z) = \begin{cases} \frac{M_p(z + \delta z) (C_v^p(z + \delta z) - \tilde{C}) + M_p(z) \tilde{C}(z)}{M_p(z)} & \text{entraînant,} \\ C_v^p(z + \delta z) & \text{détraînant.} \end{cases} \quad (5.30)$$

3.4 Coefficient de lessivage Λ

L'élimination des particules par la pluie est fréquemment représentée un coefficient utilisant une efficacité de collision (cf. section 3.3 du chapitre 3) et prenant en compte plusieurs processus microphysiques (cf. Sportisse, 2007). Cette efficacité de collision est définie pour des distributions de tailles de gouttes d'eau et de particules uniformes ou non (Mircea *et al.*, 2000). L'efficacité de collision, notée \mathcal{E} , englobe la diffusion brownienne, l'interception et l'impaction inertielle (Slinn, 1983); ces trois processus constituent l'impaction. Le coefficient de lessivage, noté Λ , est proportionnel à cette efficacité, aux tailles de gouttes d'eau et de particules, ainsi qu'à la vitesse de chute des gouttes d'eau. Le diamètre des gouttes d'eau est supposé constant et imposé à 2 mm (valeur prise de Pruppacher et Klett (1996), pour un orage avec de fortes pluies au-dessus d'Hawai'i).

En appréciant la taille de particules étudiées (cf. section 4 du chapitre 3), et par souci de simplicité, nous avons seulement considéré le processus d'interception (figure 3.3,b); la diffusion brownienne et l'impaction inertielle sont négligées. L'efficacité d'impaction, notée \mathcal{E}_{imp} , est supposée constante et $\mathcal{E}_{imp} = 10^{-3}$. Cette valeur est une valeur standard pour la taille des aérosols auxquels sont attachés les radionucléides et pour la taille des gouttes d'eau attribuée (Wang *et al.*, 2010). La vitesse de chute des gouttes d'eau est aussi supposée constante sur toute la verticale du courant insaturé, et égale à la vitesse limite w_t .

Détermination du coefficient de lessivage

On cherche à déterminer la masse de traceur disparaissant due à l'impaction par unité de temps et de volume, dans la descente précipitante. Pour cela, il faut définir le volume balayé par les gouttes d'eau dans une couche $[z, z + \delta z]$ de la descente précipitante et la masse de traceurs se trouvant dans ce volume.

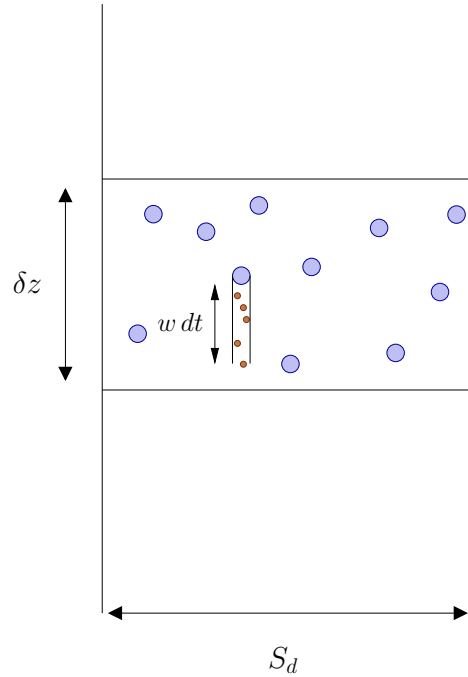


FIGURE 5.18 – Schéma de gouttes d'eau tombant dans une couche $[z, z + \delta z]$ dans la colonne de précipitations de surface S_d . Pour simplifier, seuls les aérosols (marron) qui seront impactés par une goutte d'eau (bleu) sont dessinés. La taille des gouttes d'eau et des particules ne sont pas à l'échelle.

Considérons une couche d'épaisseur δz de la descente précipitante. La masse de traceurs δm_C contenue dans cette couche s'écrit :

$$\delta m_C = \rho C_v^p S_d \delta z, \quad (5.31a)$$

avec S_d , la surface couverte par la descente précipitante.

Dans cette couche, il y a aussi $N_d = n_d S_d \delta z$ gouttelettes qui tombent, avec n_d , le nombre de gouttelettes par unité de volume. Le volume, V_d^2 , balayé par les gouttes d'eau s'écrit :

$$\delta V_d = N_d \pi r_d^2 w_t dt \quad (5.31b)$$

où r_d est le rayon des gouttes d'eau.

Dans ce volume formé par les gouttes en chute, les traceurs sont impactés. La masse, $(\delta m_C)_{imp}$, de traceurs impactés peut ainsi s'écrire :

$$(\delta m_C)_{imp} = \delta V_d \rho C_v^p, \quad (5.31c)$$

²*d* comme *droplet* : goutte d'eau.

Comme $\frac{d(\delta m_C)_{imp}}{\delta m_C} = \frac{d(\rho C_v^p)}{\rho C_v^p}$, la masse de traceurs disparaissant par impaction par unité de temps dans la descente précipitante s'écrit naturellement :

$$\rho (\partial_t C_v^p)_{imp} = -\rho C_v^p n_d w_l \pi r^2 . \quad (5.32)$$

Cette équation peut être reliée au schéma d'Emanuel en utilisant le flux de précipitations P . En effet, sur toute la maille, le flux précipitant combiné au flux de gouttes d'eau, $n_d w_l \sigma_d$, peut être écrit :

$$P = \frac{4}{3} \pi r^3 n_d w_l \rho_l \sigma_d . \quad (5.33)$$

On peut donc réécrire (5.32) :

$$\rho (\partial_t C_v^p)_{imp} = -\Lambda \rho C_v^p , \quad (5.34a)$$

où le terme d'impaction Λ est défini tel que :

$$\Lambda = \mathcal{E}_{imp} \frac{3P}{4\rho_l \sigma_d r} . \quad (5.34b)$$

avec \mathcal{E}_{imp} , l'efficacité d'impaction (dépendant de la taille des gouttes).

Taux de lessivage Le terme d'impaction Λ est le taux de lessivage par impaction (en s^{-1}) et varie en fonction de flux de précipitations, de la taille des gouttes d'eau et du coefficient d'impaction (ou de collision, cf. section 3.3 du chapitre 3).

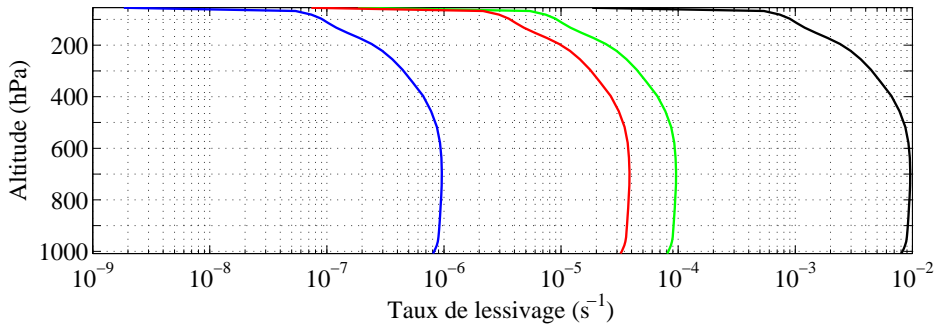


FIGURE 5.19 – Profils verticaux du taux de lessivage selon différents rayons de gouttes d'eau (— $r = 2$ mm, — $r = 1$ mm, — $r = 0,25$ mm, — $r = 0,05$ mm) et coefficient de collision associé (respectivement 10^{-4} , 10^{-3} , $5 \cdot 10^{-3}$, $5 \cdot 10^{-2}$ (de Wang *et al.*, 2010)), fonction du profil de flux de précipitations moyen lors de la phase active de décembre 1992 lors de l'expérience TOGA COARE.

3.5 Formulation finale

Grâce à (5.27a), la tendance induite par les courants insaturés (5.22c) sur la distribution de traceurs de l'environnement peut être écrite en distinguant trois cas : 1) le cas entraînant, 2) le cas détrainant, 3) le cas où la pluie agit directement sur l'environnement (c'est-à-dire quand $\partial_z M_p = 0$). Pour un couche $[i, i + 1]$ entre deux niveaux i et $i + 1$, la tendance s'écrit :

$$\rho (\partial_t \tilde{C}_i)_{unsat} = d \left(C_{v,i}^p - \tilde{C}_i \right) - M_{p,i} \partial_z \tilde{C}_i ,$$

- **Cas entraînant** : Le lessivage n'a pas d'effet sur l'environnement :

$$\rho (\partial_t \tilde{C}_i)_{unsat} = -M_{p,i} \partial_z \tilde{C}_i , \quad (5.35)$$

et seule l'ascendance compensatoire agit sur la distribution de traceurs.

- **Cas détrainant** : Il faut remplacer C_v^p par son expression (5.27a). On obtient :

$$\begin{aligned} \rho (\partial_t \tilde{C}_i)_{unsat} = d \left(\frac{1}{\varkappa} \left[\delta\Psi (P_{i+1} C_{p,i+1}^p + \frac{\partial P_a}{\partial z} \delta z_i C_{p_i}^a + \frac{\partial P_a}{\partial z} \delta z_i C_{p,i}^m) \right. \right. \\ \left. \left. + (P_{i+1} + \frac{\partial P_a}{\partial z} \delta z_i + \frac{\partial P_a}{\partial z} \delta z_i) M_{p,i+1} C_{v,i+1}^p \right] - \tilde{C}_i \right) \\ - M_p \partial_z \tilde{C}_i(z) , \end{aligned} \quad (5.36)$$

où \varkappa est définie par (5.27c).

Ou bien, si le lessivage n'est pas activé, C_v^p sera remplacée par (5.30), et alors :

$$\rho (\partial_t \tilde{C}_i)_{unsat} = d \left(C_{v,i+1}^p - \tilde{C}_i \right) - M_{p,i} \partial_z \tilde{C}_i ,$$

- **Cas où la pluie agit directement sur l'environnement** :

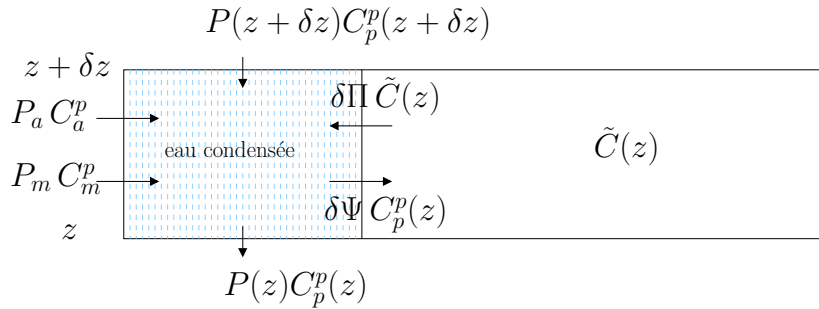


FIGURE 5.20 – Schéma d'une descente précipitante dans le cas où la pluie agit directement sur l'environnement.

Si les flux de masse sont nuls, alors la pluie agit directement sur l'environnement, comme le montre la figure 5.20. La tendance induite par la descente précipitante sur la concentration de traceur dans l'environnement, dans ce cas particulier, est donc la somme des effets de l'évaporation et de l'impaction. En posant m , la masse de la couche, cette tendance s'écrit :

$$\rho \delta z (\partial_t \tilde{C}_i)_{unsat} = -\delta\Pi \rho \tilde{C}_i + \delta\Psi \rho C_{p,i}^p . \quad (5.37)$$

4 RÉCAPITULATION

Le schéma de transport est maintenant complet. La résolution de l'équation différentielle du premier ordre (5.23b) associée à la variable diagnostique Λ (5.34b) permet la détermination de (5.22c).

Combinée avec (5.2b) (composée de (5.16b) et de (5.16c)), la solution finale de la tendance de la concentration de traceur induite par la convection (5.1) peut être déterminée.

Le lessivage dans le nuage est caractérisé par deux paramètres représentant deux propriétés microphysiques : l'activation des CCN dans l'ascendance adiabatique et dans les courants mélangés, respectivement α_a et β_m . Le lessivage par la pluie dépend du paramètre représentant l'efficacité de collision \mathcal{E}_{imp} .

Conservation Le schéma d'Emanuel ne présente aucun échange direct entre les courants saturés et les courants insaturés. Les précipitations formées dans les courants saturés sont calculées dans comme précipitations arrivant dans une couche $[z, z + \delta z]$ de la descente précipitante sans les différencier quant à leurs origines. La conservation de masse entre ces deux courants est testée et validée en comparant la masse de traceurs qui est enlevée dans les courants saturés (5.16c) à celle située dans la source de précipitations qui tombent dans les descentes précipitantes, c'est-à-dire : (5.6) \times (5.19a) + (5.14b) \times (5.19b).

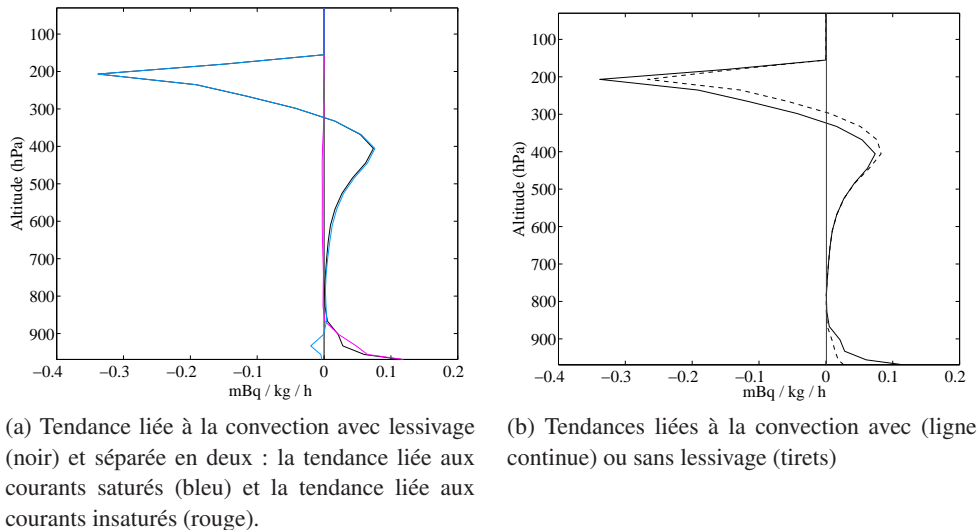


FIGURE 5.21 – Exemple de tendances de ^7Be liées à la convection profonde avec ou sans lessivage (en mBq/kg/s) dans le cas EUROCS.

Des ordres de grandeurs Les tendances sur les traceurs induites par la convection sont représentées sur la figure 5.21. Lors de la formation des pluies dans les courants saturés entre 150 et 400 hPa (figure 5.14), les traceurs sont lessivés par nucléation (eq. 5.16c). Entre 150 et 300 hPa, les traceurs présents dans les courants saturés, pris des basses couches de la troposphère détraînent dans l'environnement ou sont lessivés. Entre 300 et 700 hPa, le terme de convergence – la subsidence compensatoire – (dernier terme de (5.16b)) déplace les traceurs vers le bas. Les traceurs se trouvant dans les précipitations formées dans les courants saturés sont restitués à l'air insaturé de la descente précipitante lors de l'évaporation des pluies sous le nuage entre 850 hPa et la surface, et détraînent ensuite dans l'environnement (eq. 5.36). L'entraînement dans l'ascendance adiabatique (premier terme de (5.16b)) est situé entre 900 hPa et la surface.

L'ajout du lessivage, dans l'exemple présenté, favorise l'élimination des traceurs dans le nuage. Puisque 85% ($1 - \sigma_s$) des pluies convectives tombent dans le nuage au-dessus de sa base, leur effet sur les traceurs de l'environnement est faible à cet endroit, alors que sous le nuage, toutes les précipitations tombent dans l'environnement, favorisant la restitution des traceurs dans l'environnement par évaporation de la pluie et déentraînement des traceurs de l'air insaturé dans l'environnement. Toutefois, le transport des traceurs par la subsidence compensatoire, leur déentraînement par les courants mélangés et leur descente par l'air des courants insaturés ont un effet prépondérant sur la concentration du traceur mis en exemple.

Évaluation du modèle La paramétrisation est évaluée dans le chapitre 7 et dans l'article publié et en annexe A, d'abord dans un modèle unicolonne avec des cas idéalisés présentant différentes configurations, puis dans un modèle de circulation générale représentant les conditions atmosphériques terrestres.

5 DISCUSSION SUR LES HYPOTHÈSES FAITES DANS LA PARAMÉTRISATION

Lors de l'établissement de la paramétrisation, certains choix ont du être fait pour plusieurs raisons. La microphysique lessivage a été intentionnellement développée simplement afin d'éviter des incertitudes dans le modèle. Certains paramètres listés ci-dessous représentent des processus physiques ont volontairement été mis de côté ou simplifiés.

La phase glacée Le lessivage par la glace n'a pas été développé principalement parce que le schéma d'Emanuel utilisé, c'est-à-dire sa version de 1991 et 1993, ne contient pas la phase glacée de l'eau. Une version en cours de développement considère cette phase de l'eau, altérant le comportement des descentes précipitantes et changeant les précipitations. L'ajout de l'élimination des particules par la glace complexifierait les processus de lessivage par nucléation et par impaction. Pour ce dernier, seul la vitesse de chute des cristaux influencerait sur l'efficacité de collection (sans tenir compte de la taille des cristaux). Au sein des nuages, la nucléation s'en retrouverait changée (Beard, 1992; Pruppacher et Klett, 1996). Les noyaux glaçogènes pourraient déclencher la nucléation (congélation par contact), les gouttelettes ou le condensat pourrait geler (immersion ou condensation), les cristaux pourraient aussi se multiplier par processus Hallet-Mossop (éclatement des gouttelettes lors du givrage, Mossop et Hallet, 1974). Pour rester dans le cadre d'hypothèses simples, tous les noyaux glaçogènes pourraient activer les cristaux de glace, et seule l'efficacité de collection changerait, sans prendre en compte les modes de croissances (par dépôt de vapeur (Long, 1974) et par collecte de gouttelettes (Pruppacher et Klett, 1996)).

L'activation des noyaux de condensation Les noyaux de condensation dans les nuages représentent une source de gouttelettes de nuages. Notre paramétrisation considère une activation des CCN maximale : tous les CCN forment des gouttes d'eau.

L'activation pourrait être paramétrée en regardant la quantité de vapeur dans l'environnement des CCNs et la pression de vapeur saturante qui, en dépassant une valeur requise, déclencherait la condensation à la surface du CCN (Pruppacher et Klett, 1996; Seinfeld et Pandis, 1998; Abdul-Razzak et Ghan, 1998), en calculant la croissance de la condensation sur le CCN dans les parcelles d'air

ascendantes (Snider *et al.*, 2003). D'une manière simple, la masse de gouttes d'eau activées est égale à la masse d'eau condensée par la masse d'aérosols.

Certains GCMs prennent en compte les effets de la composition des aérosols, tels que le rôle des tensioactifs (composé qui modifie la tension superficielle entre deux surfaces) (Fountoukis et Nenes, 2005), les limitations de transfert de masse et de moments lors de la formation de gouttelettes (Fountoukis et Nenes, 2005; Asa-Awuku et Nenes, 2007), l'entraînement et les mélanges dans le nuage (Feingold et Heymsfield, 1992; Barahona et Nenes, 2007). L'entraînement latéral dans la convection affaiblit les courants ascendant affectant l'activation des gouttes d'eau et la taille de ses gouttes créées (Stommel, 1947; Feingold et Heymsfield, 1992; Barahona *et al.*, 2011).

Il serait intéressant de développer un module sur l'activation des CCNs dans les mélanges.

Abdul-Razzak et Ghan (2000) indiquent que la théorie complète d'action des aérosols est beaucoup trop complexe pour être directement appliquée dans les modèles de grande échelle pour représenter les processus qui déterminent le sort et l'impact des aérosols.

La taille des gouttelettes, la vitesse de chute et l'efficacité de collection Notre paramétrisation fixe la taille des gouttes qui tombent à la vitesse terminale fixée par Emanuel.

Une amélioration possible serait de construire une distribution de taille de gouttes d'eau, généralement décrite par une fonction Gamma telle la distribution de Marshall-Palmer (Marshall et Palmer, 1948) ou par une distribution log-normale (Mircea *et al.*, 2000), qui évoluent en fonction de l'intensité des précipitations. Différentes paramétrisations existent pour décrire le diamètre des gouttelettes d'eau aussi basé sur l'intensité des précipitations. Citons, par exemple, celle de Pruppacher et Klett (1996) qui définit le diamètre D d'une goutte telle que $D = 0,976 \times p_0^{0,21}$ où p_0 est l'intensité des précipitations.

La vitesse de chute des gouttes est souvent paramétrée en prenant en compte le diamètre des gouttes et la densité de l'air Beard et Pruppacher (1969); Foote et Du Toit (1969); Kessler (1969); Seinfeld et Pandis (1998).

Avec l'ajout de ce type de paramétrisation, l'efficacité de collection devrait, elle aussi, être paramétrée puisque cette efficacité est dépendante de la taille des gouttes.

Paramétrisation du lessivage stratiforme

Sommaire

1	Modèle de nuage	71
2	Représentation du lessivage	73
2.1	Méthodologie	73
2.2	Lessivage par nucléation	74
2.3	Lessivage par impaction	76
2.4	Restitution par évaporation	76
3	Résumé	77

Dans ce chapitre, nous nous intéressons à la représentation des mécanismes de lessivage par les nuages stratiformes et par les pluies qui en sont issues. Deux schémas de lessivage par nucléation et par impaction sont décrits dans ce chapitre. Le premier est le schéma développé par [Reddy et Boucher \(2004\)](#) et le second ne diffère du premier que par la formulation de la nucléation, se voulant plus proche des paramétrisations du modèle dans lequel ces lessivages sont développés.

Avant de décrire le lessivage par les nuages et pluies grande échelle, il paraît essentiel de décrire le modèle de condensation grande échelle qui forme les nuages stratiformes et la pluie, utilisé dans le modèle LMDz et décrit par [Le Treut et Li \(1991\)](#).

1 MODÈLE DE NUAGE

Condensation

Le schéma de condensation de grande échelle est un schéma statistique qui suppose qu'à chaque niveau d'une maille la distribution spatiale de l'eau est décrite par une densité de probabilité (PDF) (voir figure 6.1a). Ce modèle est valable pour n'importe quelle densité de probabilité. Le code LMDz offre le choix entre deux formes de PDF : l'une rectangulaire ([Le Treut et Li, 1991](#)), l'autre log-normale ([Bony et Emanuel, 2001](#)).

Soient $\mathcal{P}(q_t)$, la densité de probabilité du contenu en eau totale q_t dont la valeur moyenne de \bar{q}_t peut se décomposer en deux parties en fonction de la saturation :

$$\bar{q}_t = \int_0^{q_s} x \mathcal{P}(x) dx + \int_{q_s}^{\infty} x \mathcal{P}(x) dx, \quad (6.1)$$

où q_s désigne l'humidité spécifique à saturation pour la température moyenne de la couche. Les points où $q_t < q_s$ constituent la partie claire de la couche, alors que ceux où $q_t > q_s$ constituent la partie nuageuse. La nébulosité – la fraction surfacique couverte par les nuages – s'écrit donc :

$$f = \int_{q_s}^{\infty} \mathcal{P}(q_t) dq_t. \quad (6.2)$$

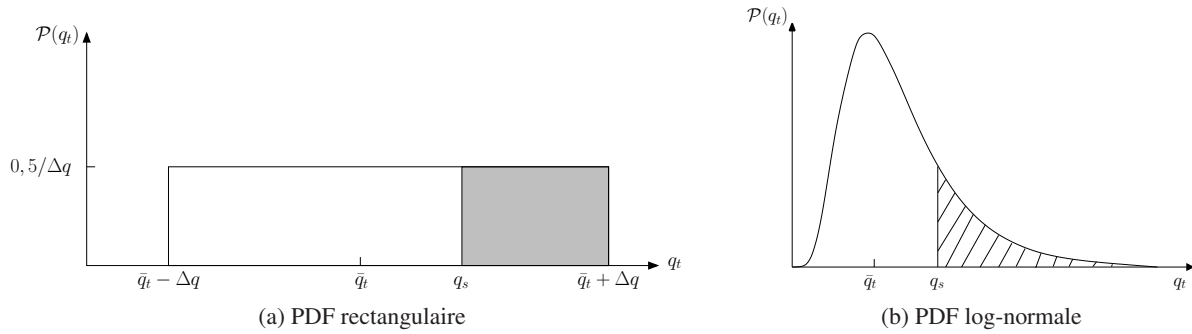


FIGURE 6.1 – Distribution de l'eau totale. La partie grisée correspond à la partie nuageuse.

La distribution \mathcal{P} est choisie rectangulaire (voir [Le Treut et Li, 1991](#)) ou log-normale (voir [Bony et Emanuel, 2001](#)).

Précipitations

L'eau nuageuse est en partie convertie en précipitations (neige ou pluie). Plusieurs schémas existent pour paramétrer les précipitations ; les plus connus sont le schéma de [Kessler \(1969\)](#) qui considère l'eau nuageuse et les précipitations comme des variables pronostiques – il prend en compte les processus microphysiques d'interactions entre gouttelettes d'eau et particules (discutés dans le chapitre 3) – et le schéma de [Sundqvist \(1978, 1988\)](#) qui a été choisi dans le modèle LMDz.

D'une couche $[z, z + \delta z]$, représentée sur la figure 6.2, le flux de précipitations sortant est égale au flux de précipitations qui y entre sur lequel s'ajoute les précipitations qui y sont formées : la source de précipitations S .

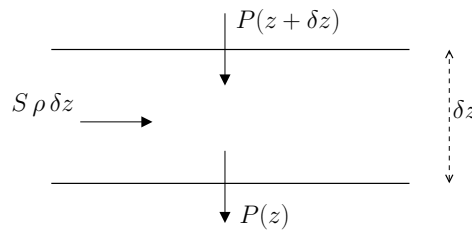


FIGURE 6.2 – Schéma d'une couche traversée par un flux de précipitation P et alimentée par une source S .

Autrement dit :

$$\begin{aligned} P(z) &= P(z + \delta z) + S\rho\delta z, \\ \implies \partial_z P &= -\rho S. \end{aligned} \quad (6.3)$$

Ainsi, le flux de précipitations en z est égale à l'intégrale des précipitations formées depuis le sommet du nuage jusqu'à z et s'écrit :

$$P(z) = \int_z^{z_{\text{top}}} \rho S dz. \quad (6.4)$$

Évaporation des précipitations

L'évaporation des précipitations est formulée comme le suggère [Sundqvist \(1978\)](#) (et repris par [Schlesinger et al. \(1988\)](#)), c'est-à-dire proportionnel au déficit à la saturation et à la racine du flux de précipitations.

Ainsi, le taux d'évaporation E des précipitations stratiformes s'écrit :

$$E = 2,5 \cdot 10^{-5} (1 - r) \sqrt{P}, \quad (6.5)$$

où r est l'humidité relative en ciel clair.

2 REPRÉSENTATION DU LESSIVAGE

2.1 Méthodologie

Afin d'obtenir les effets induits par les nuages stratiformes sur les traceurs présents dans l'environnement, on calcule les effets induits par la formation des gouttelettes d'eau dans les nuages et par leur chute dans l'air. De la même manière que dans le chapitre précédent, nous désignons par \tilde{C} la concentration moyenne de traceur dans l'air de la maille. L'effet d'apport et d'élimination induit par les nuages stratiformes est décrit par une tendance $(\partial_t \tilde{C})_{\text{strati}}$. Elle est définie par la somme des effets de la nucléation, de l'impaction par la pluie et la neige et de leur l'évaporation :

$$(\partial_t \tilde{C})_{\text{strati}} = (\partial_t \tilde{C})_{\text{nucl}} + (\partial_t \tilde{C})_{\text{imp}} + (\partial_t \tilde{C})_{\text{ev}}, \quad (6.6)$$

où $(\partial_t \tilde{C})_{\text{nucl}}$ est la tendance liée à la nucléation, $(\partial_t \tilde{C})_{\text{imp}}$, la tendance liée à l'impaction, et $(\partial_t \tilde{C})_{\text{ev}}$, la tendance liée à l'évaporation. Les deux premiers termes éliminent les traceurs de l'environnement alors que le dernier va les lui restituer. Ces termes sont détaillés par la suite. Parallèlement, le flux de traceur transporté par les précipitations va être décrit par un modèle stationnaire. En désignant par C la concentration de traceurs dans les précipitations (C : quantité de traceur par unité de masse d'eau condensée), ce flux s'écrit (PC) ; il obéit à une équation semblable à (5.24b) :

$$\partial_p (PC) = -\frac{1}{g} \left((\partial_t \tilde{C})_{\text{nucl}} + (\partial_t \tilde{C})_{\text{imp}} + (\partial_t \tilde{C})_{\text{ev}} \right). \quad (6.7)$$

Pour calculer pratiquement l'effet de ces précipitations sur les traceurs, on discrétise le flux de traceurs dans les précipitations. On désigne par C_k , la concentration de traceur dans les précipitations dans la couche (k) et par P_k le flux de précipitations à l'interface k . Le schéma amont permet d'exprimer le flux de traceurs dans les précipitations $(PC)_k$ à l'interface k à partir du niveau k : $(PC)_k = P_k C_k$.

Ainsi, dans une couche $[k, k+1]$, le bilan de traceurs dans les précipitations s'écrit :

$$(PC)_k = (PC)_{k+1} + \delta(PC)_{\text{nucl}}^k + \delta(PC)_{\text{imp}}^k + \delta(PC)_{\text{ev}}^k, \quad (6.8)$$

les trois termes $\delta(PC)$ d'évolution verticale du flux de précipitations PC étant reliés aux trois tendances $(\partial_t \tilde{C})$ de l'équation (6.6) par :

$$(\partial_t \tilde{C})_{\text{nucl}} = -\frac{1}{\rho \delta z} \delta(PC)_{k,\text{nucl}}, \quad (6.9a)$$

$$(\partial_t \tilde{C})_{\text{imp}} = -\frac{1}{\rho \delta z} \delta(PC)_{k,\text{imp}}, \quad (6.9b)$$

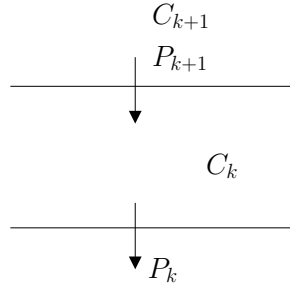


FIGURE 6.3 – Schéma d'une couche discrétisée $[k, k + 1]$ traversée par un flux de précipitations.

$$(\partial_t \tilde{C}_k)_{\text{ev}} = -\frac{1}{\rho \delta z} \delta(PC)_{k,\text{ev}}. \quad (6.9c)$$

Par la suite, on va expliciter chacune de ces trois tendances.

2.2 Lessivage par nucléation

Le lessivage par nucléation à l'intérieur du nuage est paramétré d'une manière similaire à [Giorgi et Chameides \(1986\)](#). Il ne distingue pas la nucléation par la glace de celle par l'eau. La tendance liée à ce lessivage s'écrit :

$$(\partial_t \tilde{C})_{\text{nucl}} = -\frac{1}{\rho \delta z} \lambda_{\text{strati}} \tilde{C}, \quad (6.10a)$$

où λ_{strati} est le taux de lessivage par la nucléation (en s^{-1}). Celui-ci est donné par :

$$\lambda_{\text{strati}} = \beta_{\text{RB}} f \eta, \quad (6.10b)$$

où f est la fraction nuageuse, η la fraction de l'espèce lessivée dans la phase aqueuse, et β_{RB} le taux de conversion de l'eau condensée en précipitation (en $\text{kg kg}^{-1} \text{s}^{-1}$). Le paramètre η est fixé à 0,7 pour décrire le fait que aérosols peuvent être interstitiels (entre les gouttelettes) dans le nuage. Un processus de mélange est supposé assez efficace pour permettre d'homogénéiser horizontalement les concentrations d'aérosols dans et hors nuages entre deux pas de temps du modèle.

Le taux de conversion β_{RB} peut être estimé à partir des flux de précipitations ([Reddy et Boucher, 2004](#)) ou déterminer directement à partir de l'eau convertie en précipitation et de l'eau liquide nuageuse. Nous utiliserons la seconde formulation mais présentons d'abord celle de [Reddy et Boucher \(2004\)](#) pour référence.

2.2.1 Conversion en précipitation selon Reddy & Boucher

Le paramètre β_{RB} est estimé à partir du flux de précipitations, $\Delta P = P(z + \delta z) - P(z)$ (en $\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$), formé dans la couche $[z, z + \delta z]$ et d'un contenu en eau liquide nuageuse prescrit, q_l , il est donné par :

$$\beta_{\text{RB}} = \frac{\Delta P}{\rho \delta z f q_l}, \quad (6.11)$$

où ρ est la masse volumique de l'air. Le contenu en eau liquide dans le nuage, q_l , est prescrit à $5.10^{-4} \text{ kg kg}^{-1}$. Ce taux de conversion de l'eau liquide en précipitations est illustré sur la figure 6.4.

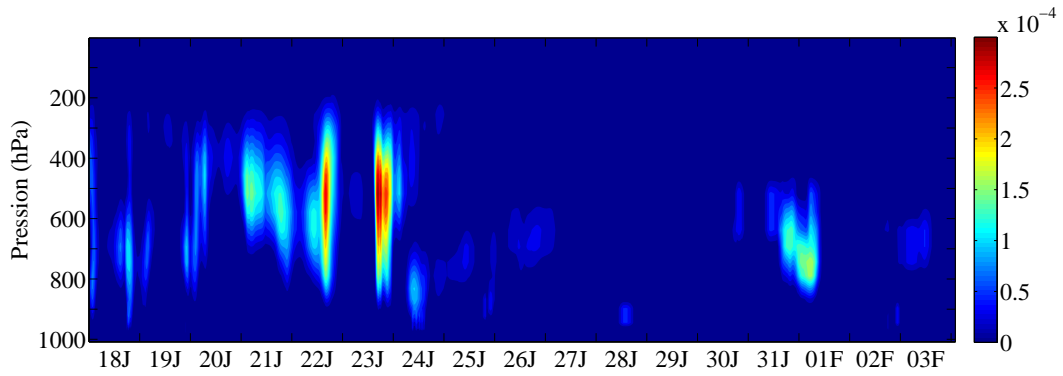


FIGURE 6.4 – Taux de conversion de l’eau nuageuse (en $\text{kg kg}^{-1} \text{s}^{-1}$) dans les nuages grandes échelles en précipitations, calculé par Reddy et Boucher (2004), dans le modèle unicolonne LMDz, dans le cas TWP-ICE. La convection est très forte et active du 13 au 25 janvier, contrairement à la période qui suit.

2.2.2 Nouvelle formulation :

En étudiant les simulations forcées du modèle unicolonne de LMDz (figure 6.5), les niveaux de ^7Be à la surface étaient trop faibles et l’amplitude des signaux dans la version tridimensionnelle du même modèle (non montré ici) était loin de celle des observations.

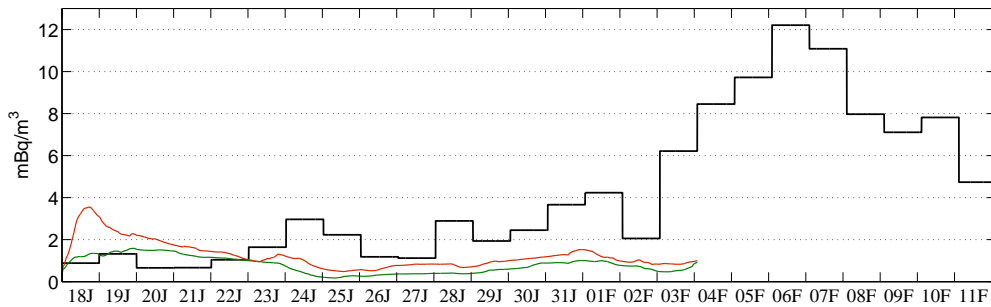


FIGURE 6.5 – Différentes concentrations à la surface de ^7Be (en mBq m^{-3}) simulées lors de l’expérience TWP-ICE (— observations journalières à Darwin, — concentrations simulées par la version 1D de LMDz avec β_{RB} , et — concentrations avec β de l’équation (6.12)).

Le lessivage par nucléation n’était pas satisfaisant, le taux d’eau nuageuse convertie en précipitations (β_{nuageux}) a été reformulé en revenant à sa définition :

$$\beta_{\text{nuageux}} = \frac{1}{q_l} \times \frac{\delta q_{\text{conv}}}{\delta t}, \quad (6.12)$$

où δq_{conv} est la masse d’eau liquide convertie en précipitation par unité de masse de la couche pendant le pas de temps δt .

Cette nouvelle formulation de β (représentée sur la figure 6.6) a l’avantage d’utiliser les précipitations formées dans la couche sans qu’elles n’aient subi une évaporation, contrairement au schéma précédent.

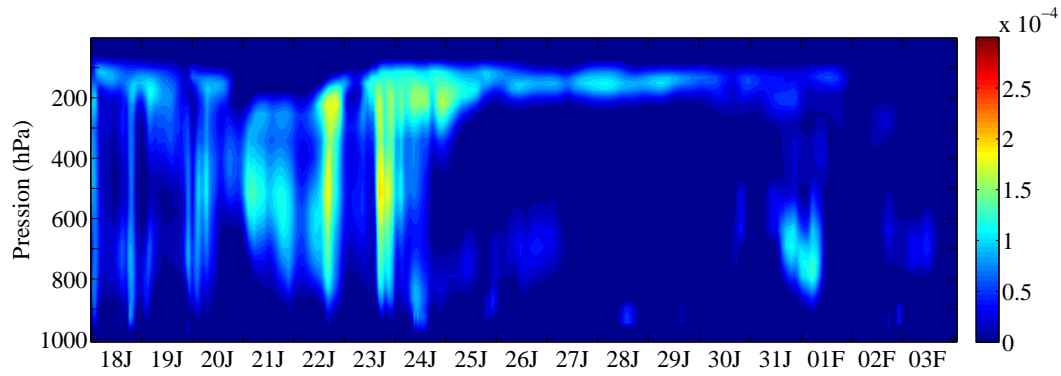


FIGURE 6.6 – Taux de conversion de l’eau nuageuse (en $\text{kg kg}^{-1} \text{s}^{-1}$) dans les nuages grandes échelles en précipitations, calculé par l’équation (6.12), dans le modèle unicolonne LMDz, dans le cas TWP-ICE.

La figure 6.6 met en évidence que le taux de conversion en précipitations calculé par (6.12) est plus faible que celui calculé par (6.11) du schéma de Reddy et Boucher (2004). Cependant, le nouveau β est temporellement et spatialement plus étendu. L’eau est convertie en précipitations jusqu’à 200 hPa avec β_{RB} alors qu’elle l’est jusqu’en haut de la troposphère (~ 100 hPa). Les niveaux de ${}^7\text{Be}$ sont discutés dans le chapitre 7.

2.3 Lessivage par impaction

Le lessivage par impaction se produisant principalement sous les nuages, il est paramétré en intégrant le volume balayé par les gouttes d’eau durant leur chute. La tendance liée à ce lessivage s’écrit (d’une manière similaire à l’équation (5.34a) pour les précipitations convectives) :

$$(\partial_t \tilde{C})_{\text{imp}} = -\Lambda_{\text{strati}} \tilde{C}_k, \quad (6.13a)$$

L’expression du taux de lessivage par impaction est défini par :

$$\Lambda_{\text{strati}} = \mathcal{E}_s \frac{3(P_k + P_{k+1})/2}{4\rho_l r}, \quad (6.13b)$$

où r est le rayon moyen des gouttes d’eau (fixé à 1 mm par Reddy et Boucher (2004)), ρ_l est la masse volumique de l’eau, et \mathcal{E}_s est l’efficacité d’impaction des aérosols par les gouttes d’eau. Ce dernier paramètre est prescrit à 10^{-3} pour les gouttes d’eau et 10^{-2} pour les flocons de neige (valeurs basées sur des mesures publiées par Pruppacher et Klett (1996)).

Ce taux de lessivage par impaction (éq. 6.13) est de la même forme que le taux de lessivage par impaction par les précipitations convectives (éq. 5.34b) défini dans le chapitre précédent.

2.4 Restitution par évaporation

L’effet de l’évaporation des précipitations stratiformes sur les traceurs est formulé en s’inspirant de la figure 6.7.

De façon similaire au paragraphe 3.2 du chapitre précédent, on va désigner par $(\partial_z \Psi)_k$ le taux d'évaporation volumique des précipitations lors de la traversée de la couche k ($\partial_z \Psi \sim \text{kg}$ d'eau évaporée par m^{-3} d'air) : $d\Psi = E \rho dz$. Si le traceur était libéré au taux E , le libération volumique du traceur serait $(\partial_z \Psi_C) = C(\partial_z \Psi)$. Mais on considère que, lors de l'évaporation des précipitations, une partie des gouttes rétrécissent sans libérer de traceur. Pour représenter ce processus, on écrit que le taux de libération du traceur est une fraction de $C(\partial_z \Psi)$: $(\partial_z \Psi_C) = \nu C \partial_z \Psi$ (avec $\nu < 1$). Sous forme discrète, ceci donne :

$$\delta \Psi_{C_k} = \nu C_k (P_{k+1} - P_k) \quad (6.14)$$

où ν est le paramètre représentant le rétrécissement des gouttes d'eau par évaporation. Il est imposé à 0,5 comme l'indique Reddy et Boucher (2004).

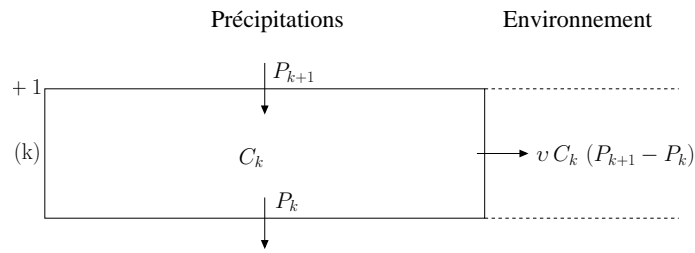


FIGURE 6.7 – Schéma représentant des échanges entre les précipitations stratiformes et l'environnement.

Le système illustré sur la figure 6.7 permet d'écrire l'équation de conservation des traceurs dans une couche. Celle-ci s'écrit :

$$(PC)_{k+1} = (PC)_k + \nu C_k (P_{k+1} - P_k) . \quad (6.15a)$$

En désignant $\beta_{ev} = \frac{P_{k+1} - P_k}{P_{k+1}}$ la fraction des précipitations qui s'évapore dans la couche $[k, k+1]$, un peu d'algèbre permet d'exprimer $(PC)_k$ en fonction de $(PC)_{k+1}$:

$$(PC)_k = (PC)_{k+1} \left(1 - \frac{\nu \beta_{ev}}{1 - \beta_{ev}(1 - \nu)} \right) . \quad (6.15b)$$

La quantité de traceur libérés par évaporation, en une période δt , est $(P_{k+1} C_{k+1} - P_k C_k) \delta t$, et est ajoutée à la masse d'air $\rho \delta z$. La tendance de concentration due à l'évaporation s'écrit donc :

$$(\partial_t \tilde{C}_k)_{ev} = \frac{1}{\rho \delta z} P_{k+1} C_{k+1} \frac{\nu \beta_{ev}}{1 - \beta_{ev}(1 - \nu)} . \quad (6.16)$$

Dans le cas où toutes les précipitations s'évaporent ($\beta_{ev} = 1$), l'équation (6.15b) se simplifie en $P_k C_k = 0$ et alors tous les traceurs sont libérés.

3 RÉSUMÉ

La résolution des taux de conversion de l'eau liquide en précipitations (6.11 ou 6.12) permet de déterminer la variable diagnostique correspondant au taux de lessivage par nucléation (6.10). Le

lessivage par la pluie dépend du paramètre représentant l'efficacité de collision \mathcal{E}_s , et la libération des aérosols par l'évaporation de cette pluie dépend du paramètre ν qui détermine la quantité de traceurs restituée dans l'environnement.

La tendance (6.10) combinée à (6.13) et à (6.16) forme la tendance sur les traceurs de l'environnement liée aux nuages stratiformes. Celle-ci est représentée sur la figure 6.8. On peut remarquer que le lessivage par nucléation est prédominant dans toute la colonne de l'atmosphère alors que l'impaction est très peu efficace. L'évaporation restitue majoritairement des traceurs dans les basses couches de la troposphère, sous les nuages chauds.

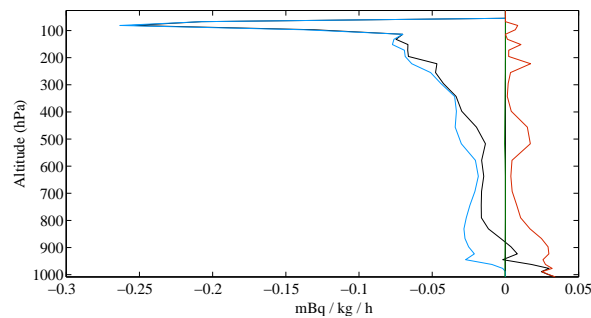


FIGURE 6.8 – Tendance liée aux nuages stratiformes et à leurs précipitations sur le ${}^7\text{Be}$ (en $\text{mBq kg}^{-1} \text{h}^{-1}$), dans le cas TWP-ICE lors d'une phase active de la MJO, décomposée en la somme (noir) des tendances liées à la nucléation (bleu), à l'impaction (vert) et à la libération par évaporation (rouge). La simulation dont sont calculées ces tendances intègre le transport et le lessivage par la convection, cependant, la convection simulée est trop faible par rapport aux observations.

Simulations avec le modèle de climat LMDz

Expériences numériques et validation du modèle

Sommaire

1	Modèle unidimensionnel LMDz	81
2	TOGA COARE	82
2.1	Simulation du cas TOGA COARE	82
2.2	Présentation de l'article	83
3	TWP-ICE	85
3.1	Présentation	85
3.2	Variabilité convective et variabilité des concentrations	85
3.3	Comparaisons aux observations	89
4	Cas terrestre : ARM	91
4.1	Présentation	91
4.2	Simulations	91

INTRODUCTION

Afin d'évaluer la paramétrisation développée dans cette thèse, nous avons utilisé la version unidimensionnelle du modèle de circulation général LMDz dans trois cas d'étude correspondant à des expériences dont les données recueillies permettent de forcer le modèle LMDz. Les cas océaniques TOGA-COARE et TWP-ICE seront détaillés dans les sections 2 et 3. Puis, le cas terrestre ARM convection profonde sera approfondi dans la section 4.

Le transport et le lessivage convectifs des traceurs sont paramétrés suivant le chapitre 5 et le lessivage par la pluie et les nuages de grande échelle suivant le chapitre 6. L'advection verticale des traceurs est calculée à partir de la vitesse verticale imposée par le forçage. L'advection horizontale est supposée apporter de l'air de même composition que celui du domaine.

1 MODÈLE UNIDIMENSIONNEL LMDZ

Dans cette étude, nous utilisons la version du GCM discutée par Hourdin *et al.* (2012a,b). Cette version est la composante atmosphérique du modèle de climat IPSL-CM5A utilisé dans CMIP5¹. Les paramétrisations du modèle sont proches de celles de la version précédente du GCM, LMDz4, détaillées dans Hourdin *et al.* (2006). Le modèle est étendu jusqu'à la stratosphère, augmentant la résolution verticale à 39 niveaux (la grille est étirée à proximité de la surface : le premier niveau de la

¹Coupled Model Intercomparison Project Phase 5

grille est à 35 m et 8 niveaux de la grille sont situés dans le premier kilomètre ; la résolution moyenne est de 800 m entre 1 et 20 km, et le dernier niveau à 40 km). Les simulations sont effectuées avec un pas de temps de 5 minutes.

Le cas ARM fait exception à la règle et réduit la grille verticale à 31 niveaux.

Sources de radionucléides Pour ces simulations 1D, la source de ^7Be dans l'atmosphère est adaptée du modèle de [Usoskin *et al.* \(2009\)](#) avec des concentrations constantes qui dépendent des niveaux du modèles mais pas de l'activité solaire.

Profils initiaux Les profils initiaux de radionucléides proviennent d'une simulation faite par le GCM ([Heinrich et Jamelot, 2011](#)) et pris aux emplacements des expériences, c'est-à-dire 2°S et 155°E pour TOGA COARE, $130,9^\circ\text{E}$ et $12,4^\circ\text{S}$ pour TWP-ICE et $97,5^\circ\text{W}$ et $36,6^\circ\text{N}$ pour ARM.

2 TOGA COARE²

2.1 Simulation du cas TOGA COARE

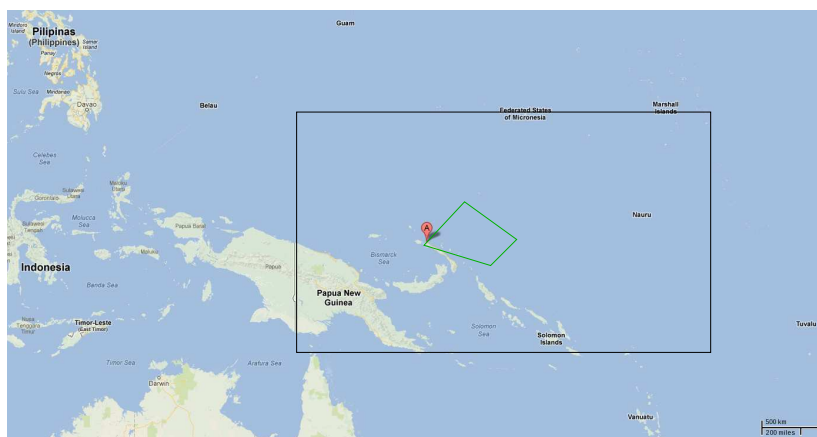


FIGURE 7.1 – Domaines d'étude de l'expérience TOGA COARE : le domaine LSA (*Large-Scale Array*) en noir, couvrant une région de 4000 km sur 2000 km (147° - 180°E , 10°N - 10°S) et le domaine IFA (*Intensive Flux Array*) en vert, où les mesures ont été les plus intensives. Le point A localise Kavieng, où est située la station de mesure de radionucléide RN51 du Système International de Mesure (IMS), en Papouasie-Nouvelle-Guinée)

TOGA COARE (*Tropical Ocean-Global Atmosphere-Coupled Ocean-Atmosphere Response Experiment*) est une campagne de mesures internationales qui a été conduite du 1er novembre 1992 au 28 février 1993 dans la partie occidentale de l'océan Pacifique, dans la *Warm Pool*, à 2°S and 155°E (figure 7.1). Cette région est associée à une mer dont la température de surface (SST³) est chaude (pendant les quatre mois de la SST est de $29,4^\circ\text{C}$ en moyenne) et une grande variabilité ([Chen *et al.*, 1996](#)) a été observée en réponse à l'oscillation de Madden-Julian (MJO) ([Madden et Julian, 1971, 1972](#); [Zhang, 2005](#)). Pendant cette campagne, deux phases actives de la MJO se sont produites, l'une

²La partie résultat de cette section est une adaptation de la troisième partie d'un article soumis.

³SST pour *Sea Surface Temperature*

pendant la seconde moitié de décembre 1992, l'autre en février (Yanai *et al.*, 2000), comme le montre la figure 7.2. Ces deux phases sont entrecoupées d'une période de faible intensité convective. Les phases de la MJO sont détaillées dans le tableau 7.1 et sur la figure 7.3.

Pendant l'expérience, les deux phases active de la MJO sont liées à la présence de deux systèmes convectifs.

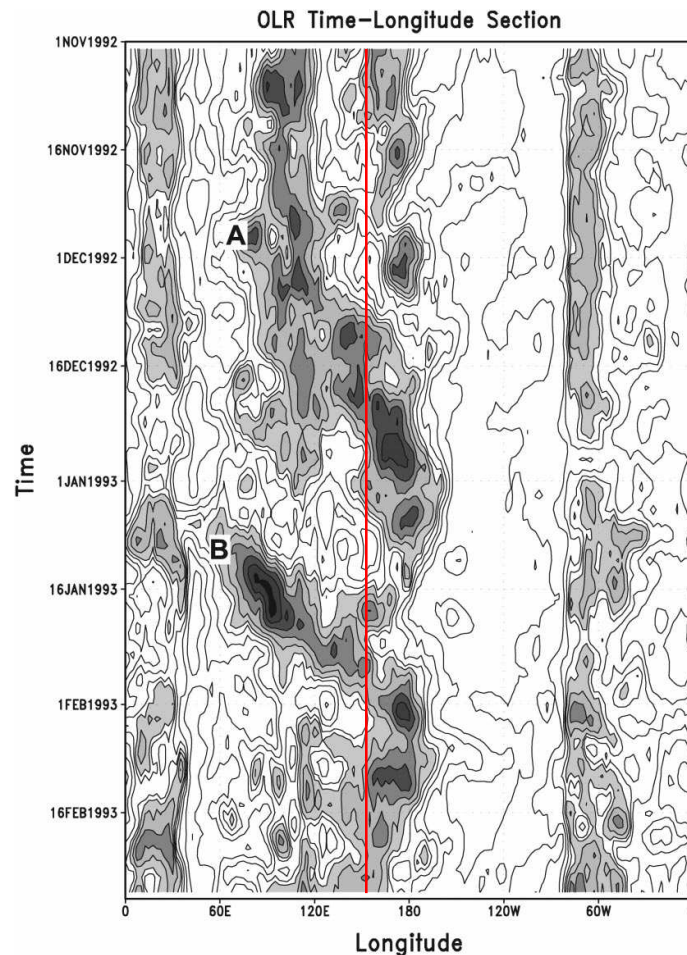


FIGURE 7.2 – Diagramme de Hovmöller de l'OLR (*Outgoing Longwave Radiation* (en $W m^2$) moyennée entre $58^{\circ}N$ et $58^{\circ}S$ (intervalle des contours : $15 W m^2$). Graphique de Yanai *et al.* (2000). La ligne rouge correspond à $155^{\circ}E$ (localisation de la station radionucléide 51). A et B sont les points d'origine des deux systèmes convectifs.

2.2 Présentation de l'article

Ce cas d'étude a été utilisé pour évaluer les paramétrisations décrites dans les deux chapitres précédents (5 et 6) et a été utilisé dans un article décrivant les travaux de cette thèse (annexe A) et soumis au *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*.

La variabilité atmosphérique induite par la MJO (dont les phases sont inventoriées dans le tableau 7.1 et sur la figure 7.3) est particulièrement intéressante pour étudier la corrélation entre la distribution des aérosols et l'activité convective. Les observations de cette campagne ont précédemment

été utilisées pour optimiser le schéma convectif d'Emanuel (Emanuel et Živković-Rothman, 1999), pour étudier l'influence de la convection sur la composition isotopique de l'eau (Bony *et al.*, 2008) ou encore pour étudier le transport des aérosols dans des modèles meso-échelle (Salzmann *et al.*, 2004).

TABLE 7.1 – Phases de la MJO et périodes associées lors de TOGA COARE

Périodes	Phases
13 novembre - 8 décembre	Phase <i>suppressed</i>
9 - 16 décembre	Phase de transition (début de l'activité convective)
17 - 19 décembre	Pause convective
20 décembre - 5 janvier	Phase active
6 - 26 janvier	Phase <i>suppressed</i>
27 janvier - 8 février	Pause convective
9 - 28 février	Phase active

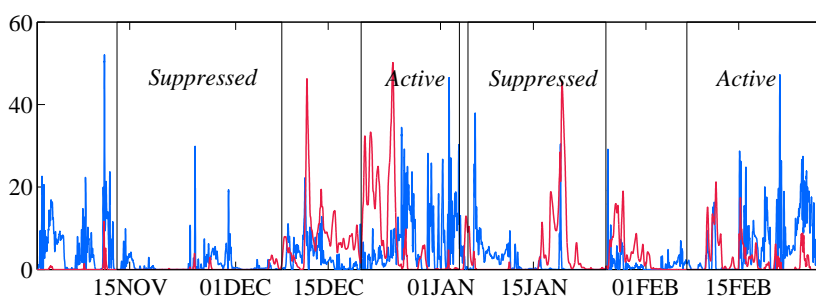


FIGURE 7.3 – Précipitations horaires issues de la simulation : pluie convective en rouge, pluie de grande échelle en bleu, en mm jour^{-1} . Les phases de la MJO sont indiquées sur le graphique. Les phases actives sont caractérisées par de fortes précipitations sur toute la phase, alors que les phases *suppressed* vont produire moins de précipitations.

La première partie de l'article reprend la description de la paramétrisation du transport et de l'élimination des aérosols décrite dans le chapitre 5. La seconde partie se focalise de l'évaluation de cette paramétrisation et de son interaction avec le schéma de lessivage par les nuages et les précipitations de grande échelle, dans le cas TOGA COARE avec la version unicolonne de LMDz. L'effet des processus mis en jeu par les nuages convectifs et de grande échelle dans le transport et l'élimination des aérosols sont détaillés à l'aide de tendances (calculés par les équations (5.1), (5.2b) et (5.22c) pour la convection et (6.6) et (6.10a) pour les nuages de grande échelle), des concentrations du radionucléide ^7Be à la surface dans l'air et dans les précipitations. La dernière partie de l'article présente les premières simulations dans le modèle de climat LMDz.

Principales conclusions de l'article

- La formation des nuages de grande échelle et leurs précipitation interagissent fortement avec les effets de la convection profonde.

- Le lessivage par nucléation des aérosols a un rôle important dans la haute troposphère.
- La nucléation dans les nuages de grande échelle est le processus le plus efficace pour nettoyer l’atmosphère des aérosols.
- Sous le nuage, c’est l’évaporation des pluies convectives qui affecte le plus les concentrations.
- L’impaction par les précipitations de grande échelle et convectives est mineur dans l’élimination des aérosols.
- Les simulations 3D sont opérationnelles et les résultats préliminaires sont encourageants.

3 TWP-ICE

3.1 Présentation

TWP-ICE (*Tropical Warm Pool International Cloud Experiment*) est une campagne de mesures internationale conduite dans une région de 150 km de diamètre autour de Darwin en Australie. Cette expérience est caractérisée par la succession d’une phase active et d’une phase *suppressed* de la MJO répertorié dans le tableau 7.2. L’expérience est détaillée dans [May et al. \(2008\)](#) et les différents régimes observés le sont dans [Xie et al. \(2010\)](#).

Dans le modèle, ce cas est traité comme si le sol n’était constitué que d’océan et est forcé par une SST constante de 29°C. Cependant, les forçages considèrent que la région traitée soit côtière. Cela peut avoir des influences sur le comportement de la convection profonde.

TABLE 7.2 – Phases de la MJO et périodes associées lors de TWP-ICE.

Périodes	Phases
	Période de mousson
13 janvier - 21 janvier	Phase de transition (début de l’activité convective)
22 - 25 janvier	Phase active ou « <i>wet</i> » <i>monsoon</i>
26 janvier - 2 février	Phase <i>suppressed</i> ou « <i>dry</i> » <i>monsoon</i>
	Période de « <i>break</i> » (période avec peu de précipitations)
3 - 6 février	Temps clair
6 - 11 février	Pause convective

3.2 Variabilité convective et variabilité des concentrations

Convection et grande échelle

Les phases de la MJO peuvent se voir sur les précipitations engendrées (figure 7.5) par les systèmes convectifs développés : de fortes précipitations pour la phase active et plus faibles pour la phase *suppressed*, mais aussi des nébulosités des nuages de grande échelle et convectifs illustrées sur la figure 7.4 (a et b) : beaucoup de nuages de grande échelle et convectifs lors de la phase active et peu de nuages convectifs lors de la phase *suppressed*.

Pareillement au cas présenté dans la section précédente, la convection profonde a, en moyenne, des flux de précipitations plus importants dans la phase active que dans la *suppressed*. Les flux de masse convectifs sont, en revanche, plus importants dans la phase *suppressed* : la convection y est beaucoup moins efficace et ces courants plus intenses résultent en précipitations plus faibles.

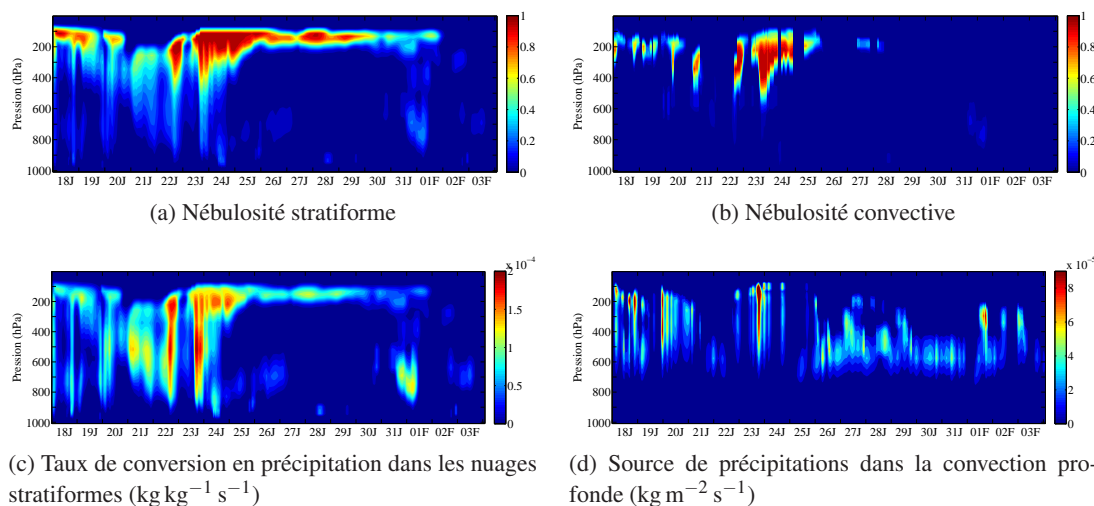


FIGURE 7.4 – Fraction nuageuse grande échelle et convective (a et b), taux de conversion de l’eau nuageuse en précipitations (en $\text{kg kg}^{-1} \text{s}^{-1}$) associé (c) et source de précipitations convective ($\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$).

Comme le modèle est très forcé, les précipitations totales simulées (figure 7.5) sont quasiment égales à celles observées, et le partitionnement et le cumul des précipitations convectives et stratiformes sont conformes à ceux des observations (Rio *et al.*, 2012).

Les nébulosités sont aussi témoins des phases de la MJO (figures 7.4 a et b). Comme pour les précipitations, la fraction nuageuse peut être séparée en fraction nuageuse de grande échelle et convective.

La phase active comporte bien plus de nuages convectifs que la phase *suppressed* : la fraction nuageuse convective y est trop faible pour être visible sur la figure 7.4b, mais la convection profonde est déclenchée (précipitations convectives plus importantes que les stratiformes sur la figure 7.5 (haut)). Les nuages de grande échelle couvrent les deux phases, cependant la phase *suppressed* est surtout composée de nuages hauts.

Dans ces nuages, l’eau est convertie en précipitations et ce processus est représenté sur les figures 7.4 c et d. Les nuages de grand échelle vont majoritairement convertir l’eau nuageuse en précipitation dans la phase active alors que les sources de précipitations convectives sont assez homogènes sur toute la simulation, avec un fort maximum le 23 janvier, pendant la phase active ; lors de ce gros événement convectif, le 23 janvier, les précipitations sont formées plus haut (les altitudes de formation des précipitations vont au-dessus de 100 hPa) que lors des autres événements convectifs.

Variabilité des traceurs

La figure 7.5 illustre le comportement du ^7Be durant TWP-ICE. Les 4 premiers jours ne seront pas pris en compte dans l’étude pour s’affranchir d’une éventuelle influence du profil initial de ^7Be . On peut remarquer une nette distinction du niveau des concentrations entre les deux phases de la

MJO : peu de ^7Be dans le troposphère lors de la phase active et descente de traceurs lors de la phase *suppressed*.

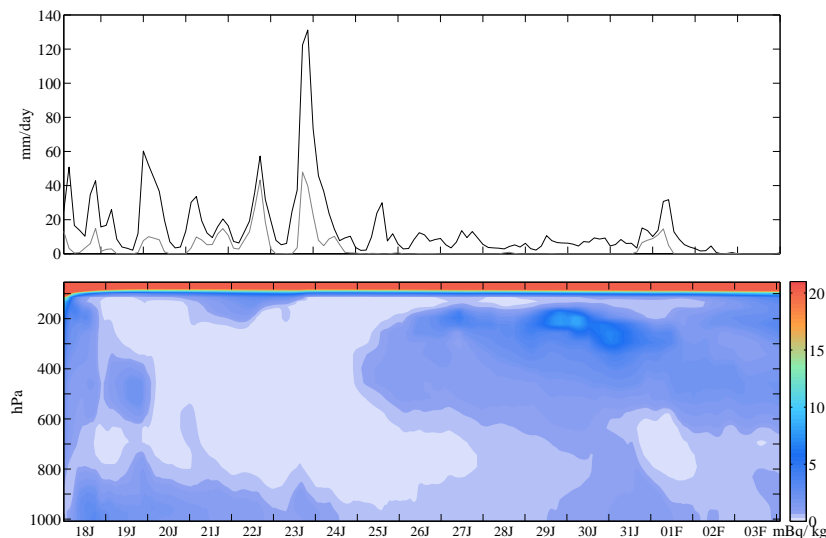


FIGURE 7.5 – (en haut) Précipitations observées (noir) et précipitations stratiformes simulées (gris) : la différence entre la courbe grise et noir donne les précipitations convectives ; (en bas) évolution des concentrations de ^7Be (en mBq kg^{-1}) pendant les deux semaines de TWP-ICE.

Le 23 janvier, on peut voir un début d'augmentation de concentrations dans la couche limite mais qui disparaît rapidement : les traceurs sont éliminés par les précipitations convectives de la phase active.

Dans cette expérience, le transport convectif et les différents mécanismes liés à la formation des pluies convectives, ainsi que les mécanismes d'élimination et de libération des précipitations stratiformes ont relativement des effets identiques (7.6) à ceux vu dans la section précédente, dans les phases de la MJO lors de TOGA COARE.

La phase active est caractérisée par des précipitations plus fortes que lors de la phase *suppressed* (figure 7.5(haut)). Les tendances de traceurs induites par la convection et les nuages stratiformes sont similaires dans les deux phases, mais leurs amplitudes diffèrent. Le comportement des tendances des traceurs des deux phases est expliqué ci-après, en utilisant la figure 7.6.

Phase active Dans toute la troposphère libre, les tendances liées au nuages stratiformes sont plus élevées que les tendances liées à la convection profonde qui sont quasiment nulles. Entre 800 et 900 hPa, la subsidence compensatoire va redistribuer des concentrations plus faibles venant des couches plus élevées de l'atmosphère dans des couches où les concentrations sont plus fortes. Ceci induit une tendance convective négative. Alors que dans la couche limite, les précipitations stratiformes vont s'évaporer, libérant les traceurs dans l'environnement, l'ajout des traceurs par convection n'est fort que près de la surface

Phase suppressed La distribution de traceurs sur la figure 7.5 montre, qu'à 150 hPa, les traceurs se font lessiver et est corrélée par le fort pic négatif de la tendance du lessivage par nucléation dans

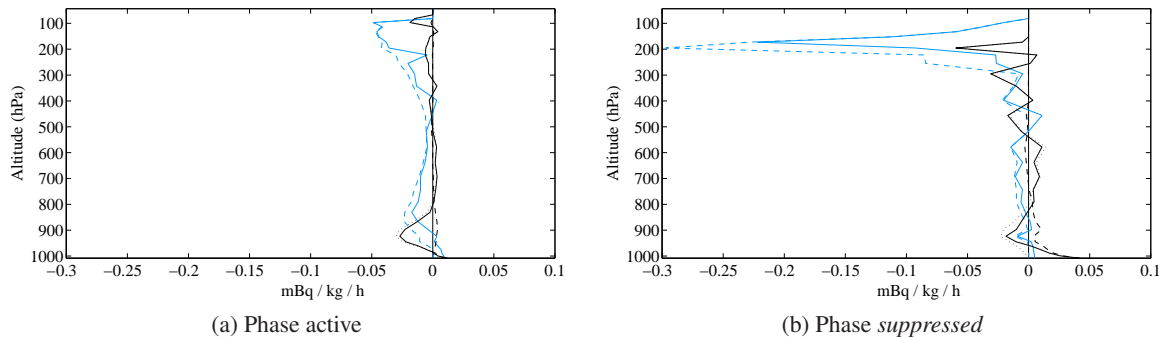


FIGURE 7.6 – Moyennes des tendances verticales ($\text{mBq kg}^{-1} \text{h}^{-1}$) induites par les courants convectifs : tendance convective (ligne noire continue) qui est séparée en deux tendances : courants saturés avec lessivage (pointillés), courants insaturés (tirets), et tendance stratiforme (ligne bleue continue) dont la tendance induite par la nucléation (tirets bleus) est séparée (l'impaction est négligeable et la tendance due à l'évaporation des précipitations stratiformes est la différence entre la tendance totale stratiforme et la tendance induite par la nucléation), durant la phase active (a) et durant la phase *suppressed* (b).

les nuages stratiformes. Le pic négatif de la tendance convective à 200 hPa et le petit pic positif en dessous sont expliqués par un événement convectif qui a lieu le 27 janvier et qui atteint la même altitude (figure 7.4d) : la formation des précipitations vont lessiver les traceurs puis elles s'évaporent en dessous, restituant les traceurs dans l'environnement. Les nuages stratiformes vont lessiver la troposphère jusqu'à 850 hPa et de cette altitude à la surface, les précipitations vont restituer les traceurs à l'environnement par évaporation. Les précipitations convectives vont s'évaporer à partir de 700 hPa, mais la tendance des traceurs induite par la convection est seulement positive dans la couche limite. La subsidence compensatoire joue un rôle important entre 500 et 900 hPa.

La basse troposphère étant plus sèche dans la phase *suppressed* que dans la phase active, l'effet de l'évaporation des précipitations convectives est plus fort dans la phase *suppressed*. Pendant la phase active, seule les premières couches de la troposphère voient les traceurs libérés par cette évaporation puisque l'atmosphère y est plus humide.

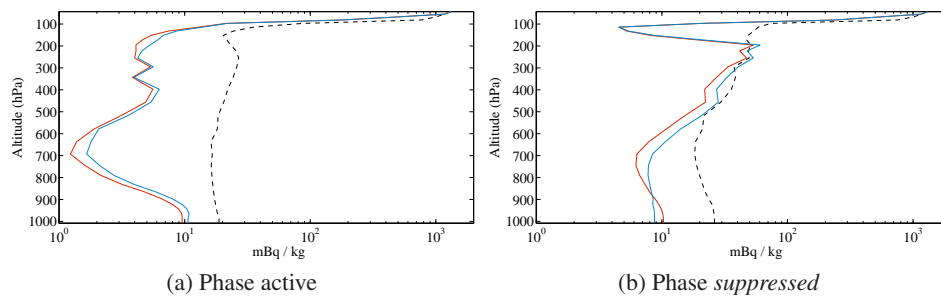
Influence des lessivages sur le profil vertical de ^7Be En faisant trois simulations (listées dans le tableau 7.3), dans lesquelles les lessivages sont pris ou non en compte, on remarque que le profil vertical de ^7Be (figure 7.7) est en majeure partie formé par le lessivage stratiforme.

Dans la phase active et à la surface, on voit que la convection seule (simulation C) arrive à établir à la surface un même niveau de concentration que dans les autres cas (A et B). Dans la phase *suppressed*, le niveau de concentration à la surface, dans la simulation C sans lessivage stratiforme, est trop haut par rapport aux autres simulations (A et B) et par rapport aux observations à la surface illustrées sur la figure 7.8. Dans la phase *suppressed*, les précipitations de la convection ajoutent, lors de leur évaporation, des atomes de ^7Be . Ils sont aussi détrainés de la descente précipitante, après déplacement de l'air insaturé qui la compose.

La figure 7.7 souligne deux comportements différents des mécanismes de transport et de lessivage selon la phase la MJO.

TABLE 7.3 – Simulations et paramètres du modèle utilisés dans les simulations.

Simulations	Convection profonde	Nuages stratiformes
A	transport par l'air	lessivage par nucléation, impaction par la pluie
B	transport par l'air, impaction par la pluie	lessivage par nucléation, impaction par les précipitations
C	transport par l'air, lessivage par nucléation, impaction par la pluie	pas de lessivage

**FIGURE 7.7** – Profils verticaux de ^7Be pour les deux phases de la MJO pendant TWP-ICE : tiret, lessivage convectif seul (C); bleu, lessivage stratiforme seul (A); rouge, lessivage convectif et stratiforme (B)

Alors qu'en phase active, le lessivage des nuages stratiformes va lessiver dans la troposphère et l'évaporation des précipitations va restituer beaucoup de ^7Be (jusqu'à 10 fois plus par rapport à la concentration de la troposphère moyenne) dans la couche limite. La convection va lessiver un peu plus (1 à 2 mBq) la troposphère. Sans lessivage stratiforme, la convection va descendre le ^7Be ; la concentration est quasi uniforme dans toute la troposphère.

Les processus qui se produisent lors de la phase *suppressed* agissent de la même manière que lors de la phase active. Toutefois, les nuages hauts (et stratiformes), vers 100 hPa, lessivent efficacement les radionucléides, et les libèrent dans les couches plus basses (entre 200 et 300 hPa). La figure 7.4 révèle un lessivage par nucléation lors de la formation des précipitations convectives, et ce processus est corrélé par une concentration plus faible à ces altitudes sur la figure 7.7 (par rapport à la simulation sans lessivage convectif).

Ainsi, le lessivage convectif amène à des pluies plus riches en ^7Be qui va restituer ces traceurs à l'environnement lors de leur évaporation dans la couche limite (et dépasse le simple effet des précipitations stratiformes qui étaient, jusqu'à là, de plus grande importance que les pluies convectives).

3.3 Comparaisons aux observations

La campagne de mesure située autour de Darwin, permet la comparaison des concentrations simulées par le modèle 1D avec mesures de l'IMS. Ainsi, sur la figure 7.8, on peut voir (pour la simulation

complète, qu'à la surface, le 23 et 24 janvier, les concentrations diminuent jusqu'à être quatre fois moindre comparées aux observations. Puis les concentrations de toute la troposphère sont trop faibles par rapport aux observations.

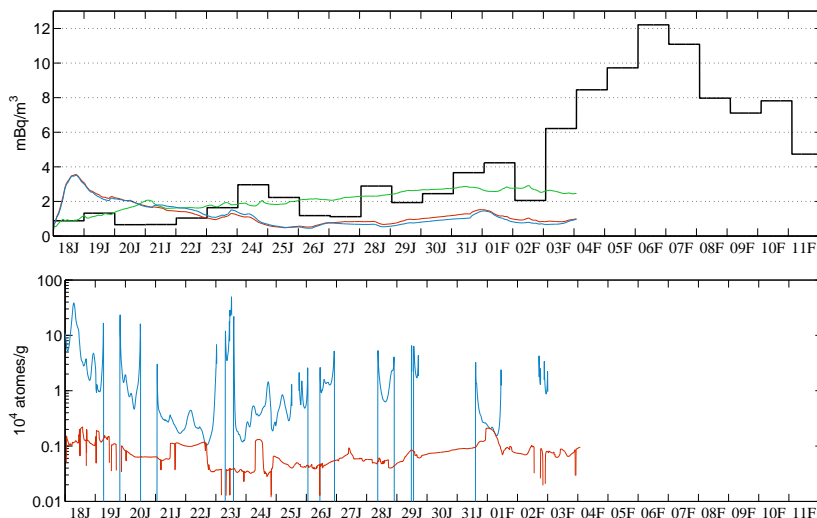


FIGURE 7.8 – (haut) Concentrations de ^7Be (en mBq m^{-3}) à la surface, observées (noir) et simulées : vert, pas de lessivage stratiforme ; bleu, pas de lessivage convectif ; rouge, lessivage stratiforme et convectif ; (bas) concentrations à la surface dans les précipitations stratiformes (bleu) et convectives (rouge) : les périodes sans valeurs correspondent à des périodes où les précipitations à la surface sont nulles.

Après le 23 janvier, en vu des concentrations de ^7Be trop faibles par rapport aux observations, on peut se dire que soit le lessivage stratiforme est trop prédominant et le nombre de traceurs restitués à la surface n'est pas suffisant, soit la convection n'est pas assez forte et ne déplace pas assez de traceurs vers la surface. Après ce jour là, on observe que les concentrations à la surface (figure 7.8), bien que faibles, varient d'une manière équivalente à celle des mesures.

En regardant les concentrations simulées par C, la convection profonde, seule, arrive à établir un niveau moyen relativement proche des observations. Toutefois, ceci est vrai pour la durée de la simulation et la remontée des concentrations durant les jours qui suivent pourrait ne pas être simulée.

Concentrations dans les précipitations

Sur la figure 7.8 (bas) sont illustrées les concentrations dans les précipitations. Il y a une nette différence (environ un facteur 30) des concentrations dans les précipitations convectives et stratiformes. Le 23 janvier, on observe que les précipitations stratiformes contiennent une quantité importante de ^7Be dépassant fortement des mesures faites aux moyennes latitudes (Heikkilä *et al.*, 2008), alors que les précipitations convectives en contiennent peu.

La convection condense l'eau qu'elle a déplacée des basses couches de l'atmosphère vers la moyenne et haute troposphère. Les pluies formées sont pauvres en ^7Be puisque constituées d'eau et d'aérosols issus de couches atmosphériques pauvres en ^7Be (le radionucléide est formé dans la haute troposphère). En revanche, les précipitations de grande échelle sont formées par l'eau qui condense dans la haute troposphère où se trouve le ^7Be . En conséquence, à la surface, les pluies convectives

sont pauvres en ^7Be alors que les pluies stratiformes en sont riches.

Malgré cela, on peut se demander si la convection profonde entraîne assez de radionucléides, ce qui enrichirait les concentrations dans les pluies convectives après mélanges, ou bien si le taux d'évaporation des précipitations de grande échelle est idoine.

4 CAS TERRESTRE : ARM

4.1 Présentation

Le cas ARM⁴ « convection profonde » (Guichard *et al.*, 2004) est construit sur les observations recueillies lors de la campagne de mesure organisée du 26 au 30 juin 1997 dans les Grandes Plaines américaines (Lazarus *et al.*, 2000). Cette région est caractérisée par un maximum de convection profonde situé en milieu d'après-midi.

(Guichard *et al.*, 2004) compare les résultats de plusieurs CRMs et GCMs et observe la transition entre convection peu profonde (matinée) et convection profonde (après-midi). Dans les cas où la convection est paramétrée, ces précipitations commencent vers 10h (heure locale) au lieu de 12h, illustrant les biais des modèles. Utilisant une approche similaire, Rio *et al.* (2009) compare différents paramétrisations de la convection profonde ayant pour base le schéma d'Emanuel et regarde le déclenchement des précipitations. Dans la simulation avec la paramétrisation de la convection utilisant une fermeture en CAPE (la même version que celle explicitée dans le chapitre 5), il commence à pleuvoir deux heures trop tôt et le pic de précipitations se produit quatre heures trop tôt et est trop fort comparé aux CRMs : le cycle diurne de la convection continentale est en phase avec l'exposition de la surface au Soleil alors que le pic de précipitations est observé plus tard dans l'après-midi. L'évolution des paramétrisations autour du schéma d'Emanuel (fermeture en ALP, modèle de thermiques et poches froides) améliorent cela. La version utilisée lors de cette thèse est le schéma d'Emanuel avec une fermeture en CAPE, les simulations ne peuvent donc pas reproduire correctement la variabilité diurne des concentrations de traceurs.

Néanmoins, le cumulonimbus ne forme pas de précipitations stratiformes qui atteignent le sol et seule la pluie convective est non nulle à la surface (figure 7.9). L'influence des nuages stratiformes, des précipitations associées et de leur évaporation est relativement faible comparé à celle des nuages convectifs (figure 7.14). Le cas 1D est terrestre, il permet l'utilisation du ^{210}Pb , émis par le sol de façon continue, grâce à la désintégration du ^{222}Rn (voir section 4.2 du chapitre 3). Ce cas est donc utile à l'étude de la sensibilité du modèle de transport et de lessivage des traceurs par la convection profonde.

4.2 Simulations

L'expérience numérique a été effectuée sur une journée et est forcée par les données de l'expérience. Nous nous concentrons sur l'évènement convectif se produisant le 27 juin.

Du fait de sa localisation géographique terrestre, il est possible d'introduire un autre radionucléide : le ^{210}Pb , complémentaire du radionucléide ^7Be pour observer l'influence des courants convectifs ascendants.

⁴Atmospheric Radiation Experiment

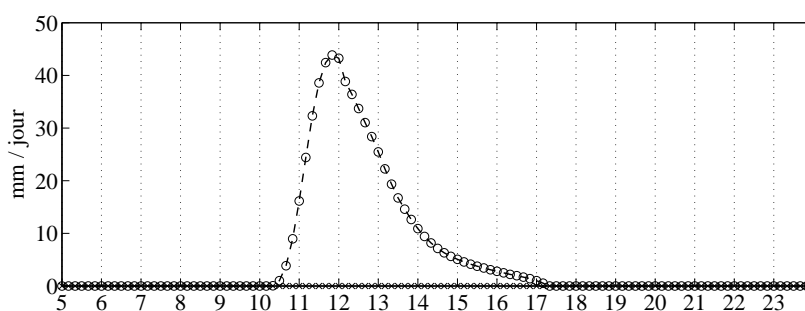


FIGURE 7.9 – Précipitation simulée le 27 juin (cercle : précipitations totales, tiret : précipitations convectives, diamants : précipitations stratiformes). Les heures sont les heures locales.

Influence du profil initial

La simulation du cas est courte (24h) et le profil initial de traceur influe fortement sur l'évolution des concentrations simulées. Sur la figure 7.10, différents profils initiaux de ^7Be sont utilisés pour des simulations tests. Les concentrations à la surface des radionucléides associées aux profils différents d'un facteur allant, selon le profil, jusqu'à 15. On peut remarquer, qu'après l'épisode de précipitation, les concentrations de ^{210}Pb continuent d'augmenter grâce à la source continue de ^{210}Pb .

Les profils retenus pour les études de sensibilité sont ceux extraits d'une simulation du GCM car les concentrations de radionucléides à la surface sont cohérentes par rapport à des observations des stations de l'IMS.

4.2.1 Effet de la convection sur les traceurs

La convection se met en place vers 10h30 (voir figure 7.11a) et le pic convectif est à 12h, engendrant les pluies représentées sur la figure 7.9. En regardant les flux convectifs sur la figure 7.11b, il ressort que la convection est forte comparée à celle des autres cas précédemment étudiés (cf. section 2 et 3 de ce même chapitre), et les sources de précipitations plus importantes 7.11c.

Le nuage convectif va transporter les traceurs dont les concentrations sont illustrées sur les figures 7.12 et 7.13, respectivement pour le ^7Be et le ^{210}Pb , et les profils verticaux moyens sur la figure 7.15.

Quand la convection se déclenche, les traceurs situés au-delà de 400 hPa descendent jusqu'à 500 hPa. Les concentrations augmentent aussi dans la couche limite, et de manière plus significative quand le lessivage est présent. Le comportement du ^{210}Pb est différent entre 200 hPa et 400 hPa dans la simulation avec lessivage ; en effet, ces concentrations y sont fortement diminuées et ceci est attribué à l'élimination de ces traceurs au sein du nuage convectif. Les processus sont détaillés grâce aux tendances (figure 7.14).

Les effets du transport des radionucléides dans la convection sont représentés sur la figure 7.14. Ils ressemblent globalement aux tendances illustrées dans l'étude du cas TOGA COARE. Ce comportement est (on regarde la ligne continue noire) :

- pour le ^7Be : de détraîner des traceurs en haut de la troposphère, vers 200 hPa, de déplacer des concentrations du haut de la troposphère dans des couches situées plus bas et d'en détraîner sous le nuage (notamment par libération des traceurs par évaporation) ;
- pour le ^{210}Pb : d'entraîner des traceurs dans la convection entre la surface et 700 hPa, et de déplacer des concentrations du haut de la troposphère dans des couches situées plus bas.

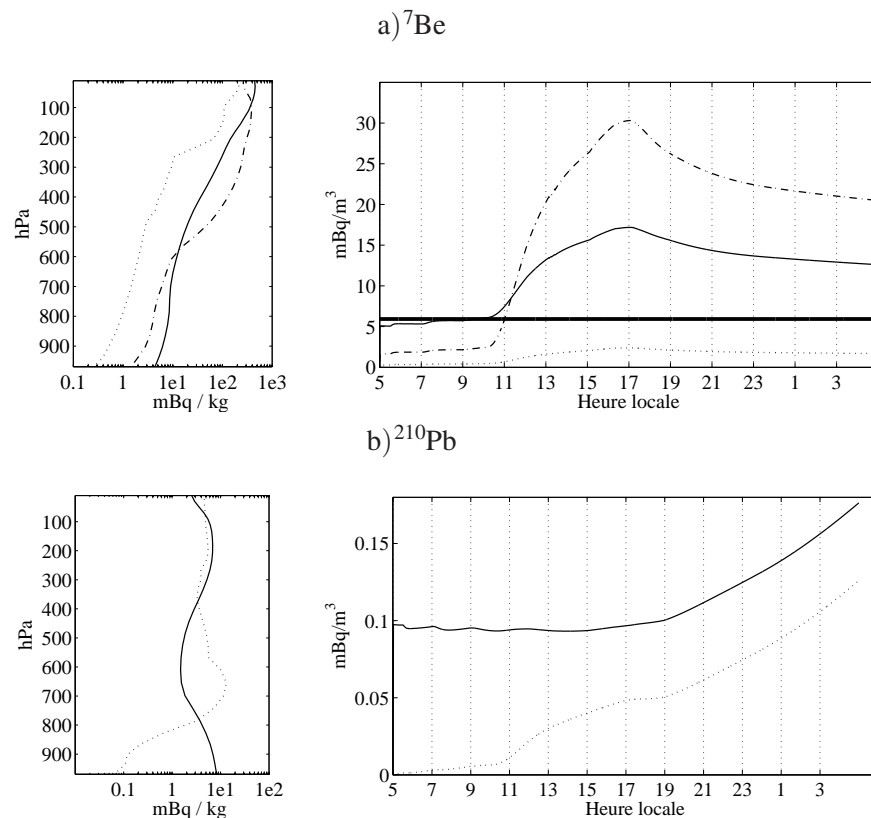


FIGURE 7.10 – (gauche) Différents profils initiaux de ^7Be en haut et de ^{210}Pb en bas : ligne continue, profil pris d’une simulation GCM aux coordonnées de l’expérience ; pointillés : aux coordonnées de l’expérience TOGA ; tirets : profil changé artificiellement ; (droite) concentrations à la surface de ^7Be simulées associées. La ligne grasse représente la moyenne annuelle (2009) des mesures près du site (5.9 mBq m^{-3} pour le ^7Be , pas de données pour le ^{210}Pb).

Dans les deux cas, la descente précipitante entraîne des traceurs au milieu de la troposphère (tendance des courants insaturés (tirets) légèrement négative). L’effet non négligeable de la subsidence compensatoire est expliqué ci-après.

Les figures 7.14 et 7.15 permet de détailler l’influence du lessivage dans la convection :

- le lessivage par nucléation ajoute une forte tendance négative vers 200 hPa lors de la formation des précipitations ;
- la pluie ajoute des traceurs dans la couche limite en s’évaporant.

Entre 100 et 350 hPa, la nucléation dans les courants saturés enlève des traceurs de l’environnement. Cette nucléation est corrélée avec les sources de précipitations (7.11c) formées lors de l’épluchage de l’ascendance adiabatique et des mélanges, sont grandes. Entre 350 et 700 hPa, on voit l’effet de la subsidence compensatoire. Les concentrations des radionucléides (figure 7.15) diminuent de la haute à la moyenne troposphère ; la subsidence déplace des traceurs dans un environnement moins riche : la tendance est positive. Entre 700 et 900 hPa, le contraire se produit : la concentration est plus forte dans cette épaisseur qu’aux altitudes supérieures, la subsidence déplace des concentrations plus faibles et la tendance devient négative.

La contribution des nuages stratiformes est relativement faible comparée à celle de la convection.

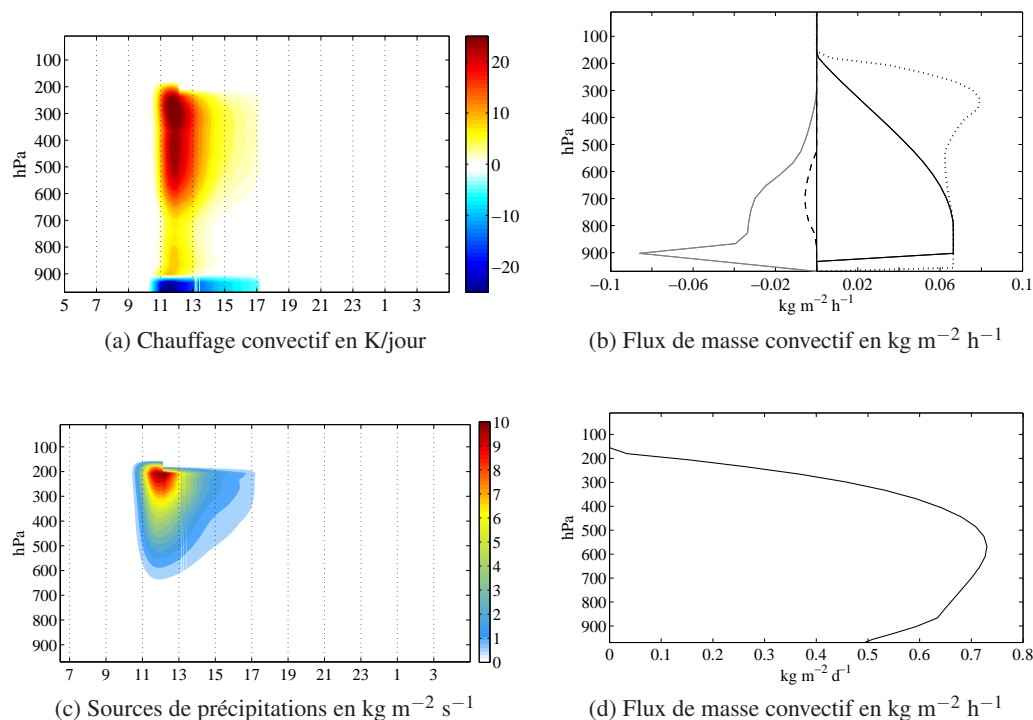


FIGURE 7.11 – Chauffage convectif (a), moyenne des flux de masse convectif (b) : ascendance adiabatique (ligne continue), courant saturé descendant (tirets), courant saturé ascendant (points) et courant insaturé (gris), (c) source de précipitations ($10^{-5} \times \text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$, et (d) flux de précipitations convectives (en $\text{kg m}^{-2} \text{h}^{-1}$).

4.2.2 Sensibilité aux paramètres de lessivage

Pour étudier la sensibilité aux différents paramètres de la paramétrisation développée, plusieurs simulations, dans lesquelles ces paramètres sont modifiés, sont illustrés sur les figures 7.16, 7.17 et 7.18. Ces paramètres sont :

- l’activation des CCN dans l’ascendance adiabatique ;
- l’activation des CCN dans les mélanges ;
- le rayon r_d des gouttes d’eau, et donc l’efficacité de collision.

Le rayon des gouttes de pluies a un rôle important dans le lessivage par impaction. En effet, diviser par 4 le rayon des gouttes fait passer le coefficient de collision de 0,001 à 0,01. La pluie est donc 10 fois plus efficace pour éliminer les traceurs. Diviser le rayon par 20, le coefficient de collision passe de 0,001 à 0,05, la pluie est donc 50 fois plus efficace. Les traceurs arrivant à la surface vont donc être tributaires de l’efficacité de la pluie et de son évaporation.

Les différentes simulations, dans lesquelles les différents paramètres sont changés, indiquent que les différentes tailles de gouttes influent significativement sur les concentrations à la surface si on sort de la gamme des tailles de gouttes d’eau des pluies convectives (voir tableau 3.1, chapitre 3, section 1). Les concentrations à la surface et les profils verticaux les plus bas pour le ^7Be et les plus hauts pour les ^{210}Pb sont calculées pour des rayons de gouttes trop petits.

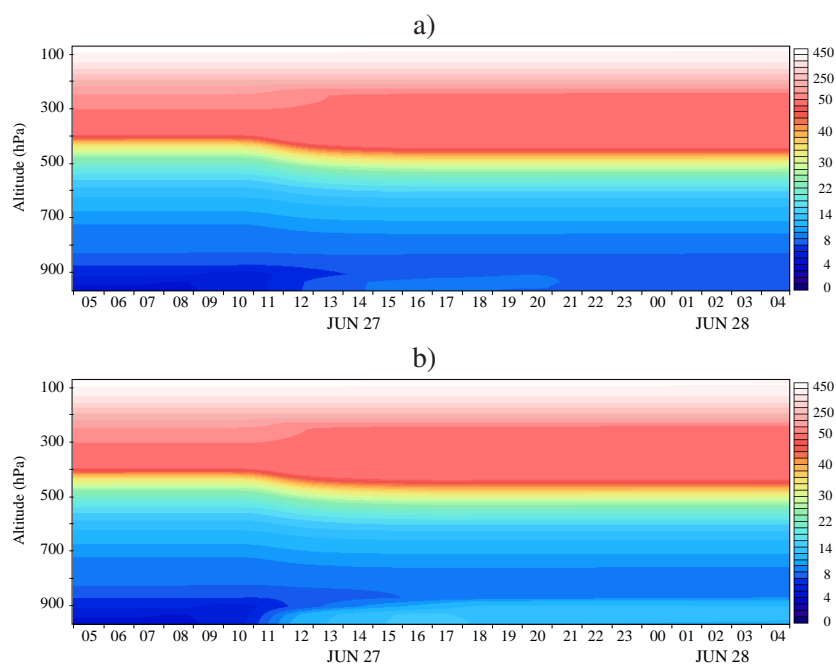


FIGURE 7.12 – Concentration de ^7Be (en mBq kg^{-1}). a) Le lessivage dans la convection n'est pas activé ; b) le lessivage est activé.

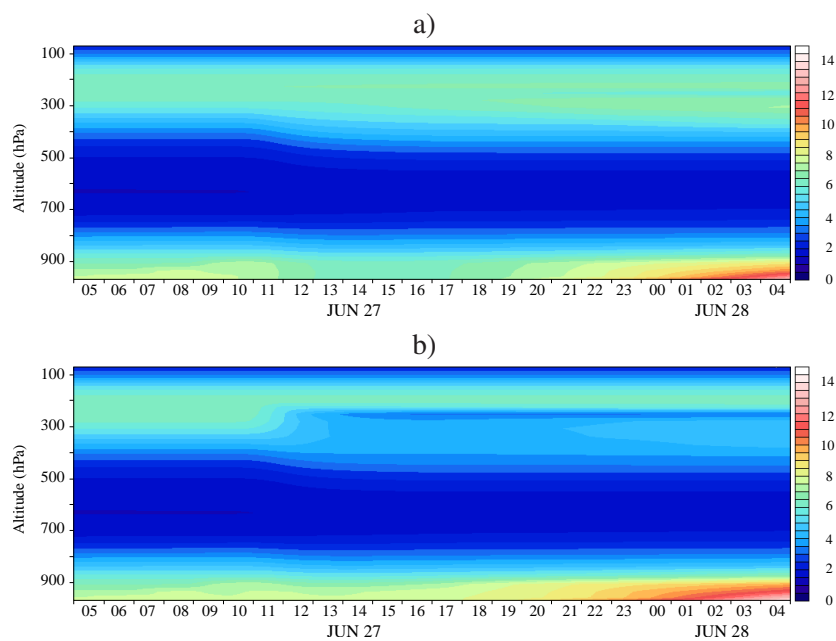


FIGURE 7.13 – Concentration de ^{210}Pb (en $10^{-2} \times \text{mBq kg}^{-1}$). a) Le lessivage dans la convection n'est pas activé ; b) le lessivage est activé.

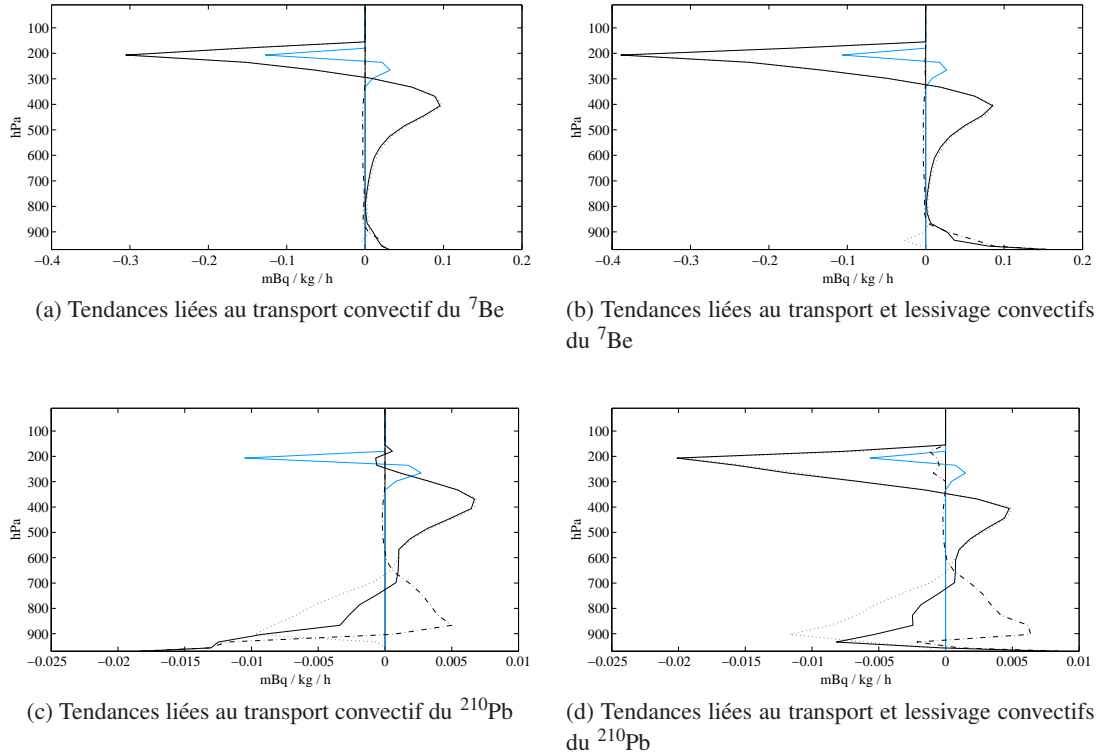


FIGURE 7.14 – Tendances liées au transport dans la convection avec ou sans lessivage : tendance convective totale (ligne noire continue) qui est séparée en deux tendances : courants saturés (pointillé), courants insaturés (tirets), et tendance lié au lessivage grande échelle (ligne bleue). Les tendances sont en $\text{mBq kg}^{-1} \text{h}^{-1}$.

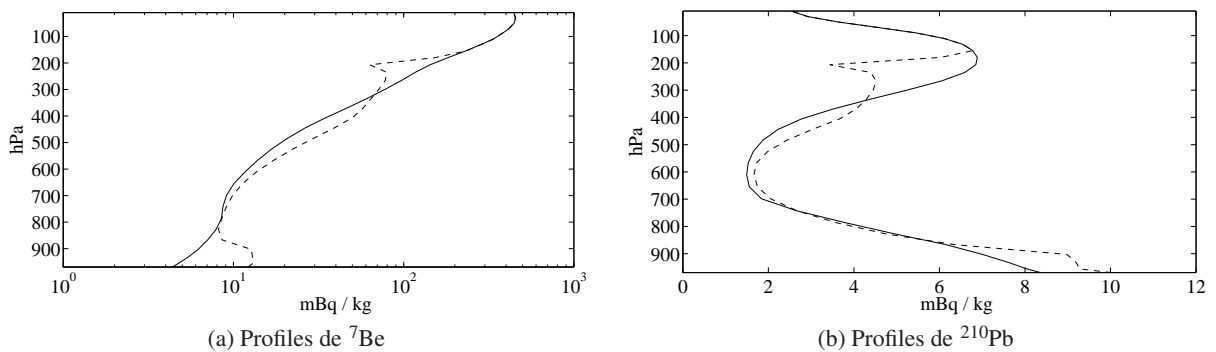


FIGURE 7.15 – Profiles de ^7Be et de ^{210}Pb (en mBq kg^{-1}) simulés avec (tirets) ou sans (ligne continue) lessivage convectif.

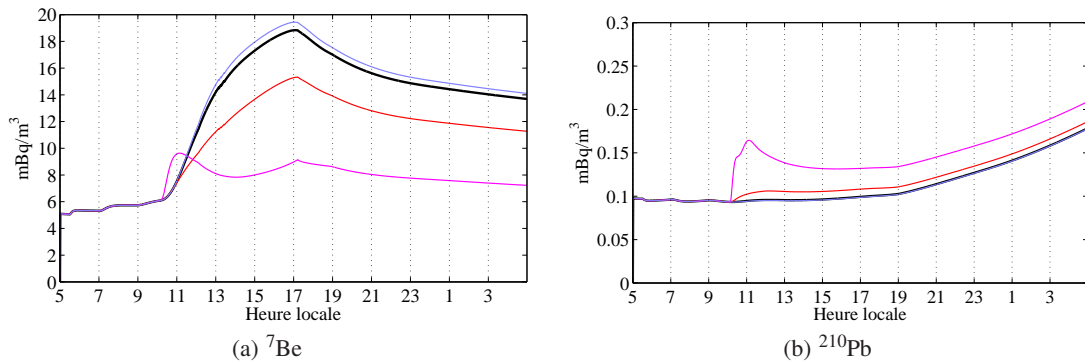


FIGURE 7.16 – Concentrations (en mBq m^{-3}) à la surface de (a) ${}^7\text{Be}$ et de (b) ${}^{210}\text{Pb}$ en fonction du rayon des gouttes d'eau : noir : contrôle ($r_d = 1 \text{ mm}$), bleu : $r_d = 2 \text{ mm}$, rouge : $r_d = 0.25 \text{ mm}$, rose : $r_d = 0.05 \text{ mm}$.

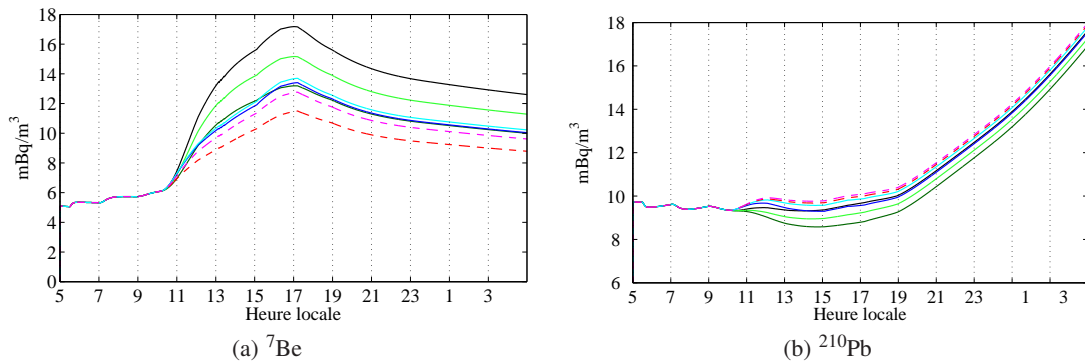
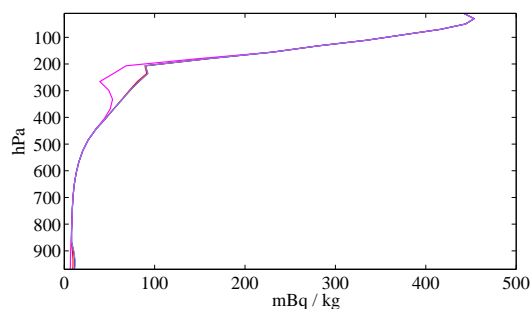


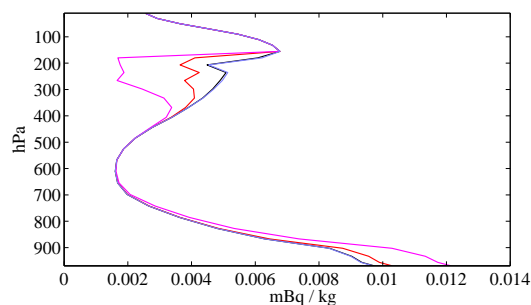
FIGURE 7.17 – Concentrations à la surface (en mBq m^{-3}) de (a) ${}^7\text{Be}$ et de (b) ${}^{210}\text{Pb}$ en fonction de l'activation des CCN : noir : contrôle (100% des CCN sont activés), bleu foncé : 50% des CCN sont activés à l'épluchage de l'ascendance adiabatique, bleu clair : 75% CCN à cet épluchage, rouge : 50% des CCN sont activés dans les mélanges, rose : 75% des CCN sont activés dans les mélanges, vert foncé : 50% des CCN sont activés dans les courants saturés, vert clair : 75% des CCN sont activés dans les courants saturés.

La fraction de CCN activés est un paramètre plus important car il détermine le nombre de radionucléides qui iront dans les précipitations lors de la conversion en précipitations.

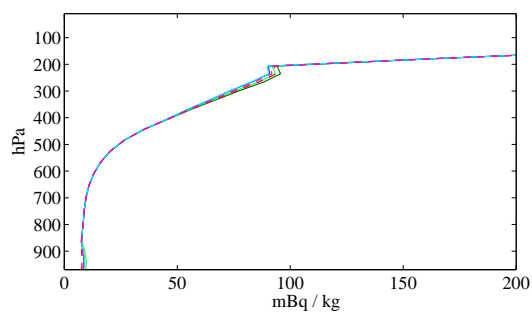
Dans toutes les simulations, changer les paramètres modifie les concentrations de la couche de manière inverse pour le ${}^{210}\text{Pb}$ comparé au ${}^7\text{Be}$. Ceci est expliqué par le fait l'eau qui condense dans la convection provient de la basse troposphère, riche en ${}^{210}\text{Pb}$ mais pauvre en ${}^7\text{Be}$. Celle-ci convertie en précipitations va s'évaporer dans la couche limite, restituant plus de ${}^{210}\text{Pb}$ que de ${}^7\text{Be}$ à l'environnement.



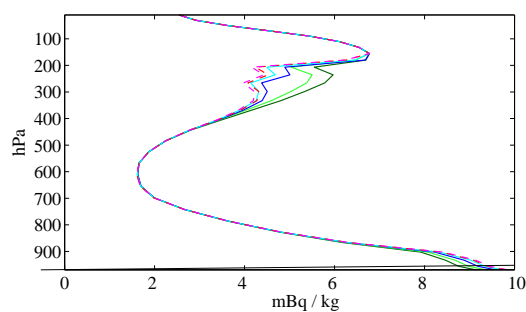
(a) Concentrations de ^7Be : différents rayons des gouttes d'eau



(b) Concentrations de ^{210}Pb : différents rayons des gouttes d'eau



(c) Concentrations de ^7Be : différentes fractions de CCN activés



(d) Concentrations de ^{210}Pb : différentes fractions de CCN activés

FIGURE 7.18 – Profils verticaux de ^7Be (a et c) et de ^{210}Pb (b et d) en mBq kg^{-1} . Le même code couleur que celui des figures 7.16 et 7.17 est utilisé. Pour le ^7Be , les concentrations au-delà de 200 mBq kg^{-1} ne sont pas dessinées.

Discussion des résultats et critique du modèle

Sensibilité aux paramètres du lessivage stratiforme

Pour tester les différents paramètres du lessivage stratiforme, plusieurs simulations sont faites (dans TOGA COARE). Les différents paramètres sont nommés dans le chapitre 6, sont testés comme indiqué dans le tableau 8, et les simulations sont représentées sur la figure 8.1.

Paramètre	Valeur par défaut	minimal	maximal
Restitution par évaporation :			
Évaporation des gouttes d'eau (ν)	0,5	0,25 (pointillés)	0,75 (tirets)
Impaction :			
Efficacité de collision/rayon des flocons (\mathcal{E}_s/r)	10	0,1 (vert foncé)	100 (vert clair)
Efficacité de collision/rayon des gouttes (\mathcal{E}_s/r)	1	0,1 (bleu foncé)	100 (bleu clair)
Nucléation :			
Fraction de CCN non interstitiels (f)	0,7	0,35 (magenta)	0,9 (magenta tireté)

La simulation de référence est dessinée par une ligne noire continue et, comme les simulations testant l'impaction par les flocons de neige, est cachée sous la courbe bleue. Seule une impaction par les pluies 100 fois plus forte influe sur les concentrations à la surface (1,2 mBq/m³ au maximum)

Le paramètre (f) représentant la fraction de CCN interstitiels est un des paramètres les plus influant sur les concentrations à la surface. Augmenter le nombre de CCN qui seront nucléés va concentrer les précipitations de traceurs et réduire les concentrations à la surface. Toutefois, 20% de plus de CCN activés dans les nuages stratiformes les affecte relativement peu. Diviser par 2 la quantité de CCN nucléés permet l'augmentation des concentrations lorsqu'il y a peu de précipitations stratiformes (figure A.2 (haut)) : la convection descend les traceurs non lessivés par les nuages de grande échelle.

Le paramètre représentant le rétrécissement des gouttes par évaporation va déterminer la quantité de traceurs restitués à l'environnement ; l'augmenter va restituer plus de traceurs à la surface et inversement.

La modification exagérée (passer de 1/10 à 100 fois la valeur par défaut dans certains cas) des paramètres du lessivage stratiforme affecte peu la concentration de traceurs à la surface.

Évaporation des précipitations de grande échelle

A la vue des concentrations simulées trop fortes de ⁷Be à la surface dans TOGA COARE (figure A.7) et des précipitations stratiformes trop concentrées en radionucléides dans TWP-ICE (figure 7.8 (bas)), il est possible que les précipitations de grande échelle aient un effet trop important sur la distribution des traceurs.

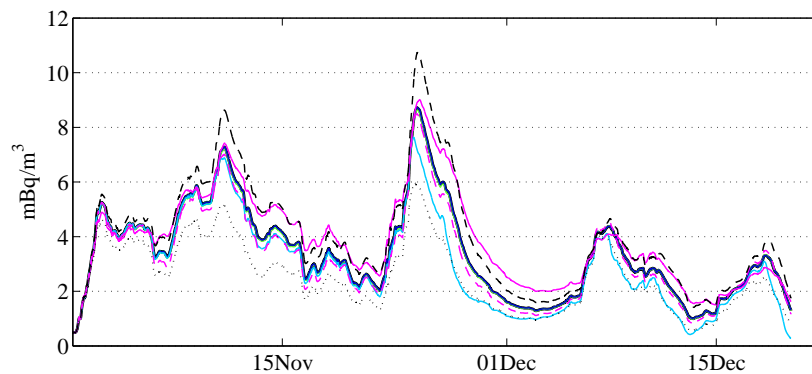


FIGURE 8.1 – Concentrations de ^7Be à la surface simulées avec paramètres du lessivage stratiforme différents dans l'expérience TOGA COARE (les 50 premiers jours).

Dans le modèle, il est possible de changer un paramètre qui est proportionnel à la quantité des précipitations stratiformes évaporées. Ainsi en l'augmentant ou en le diminuant d'un facteur 10, on peut observer l'influence cette évaporation sur les concentrations de ^7Be à la surface et dans l'eau (et sont illustrées sur la figure 8.2).

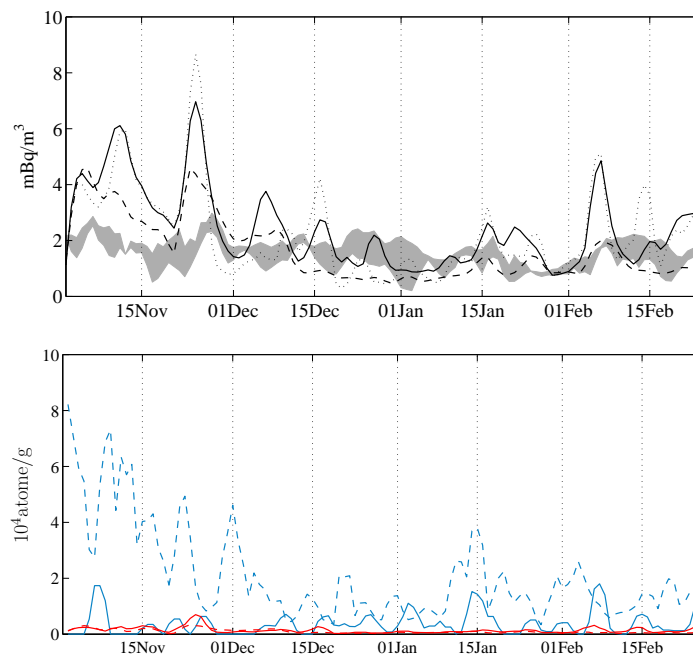


FIGURE 8.2 – (haut) Concentrations de ^7Be à la surface simulées avec différents coefficients d'évaporation des pluies stratiformes durant l'expérience TOGA COARE ; gris : lot d'observations, ligne continue : coefficient d'évaporation standard dans LMDz, tirets : coefficient d'évaporation 10 fois plus petit, pointillés : coefficient d'évaporation 10 fois plus grand. (bas) Concentrations dans les précipitations de grande échelle (bleu) et convective (rouge) avec le coefficient d'évaporation 10 fois plus petit (tirets) et le coefficient d'évaporation 10 fois plus grand (ligne continue).

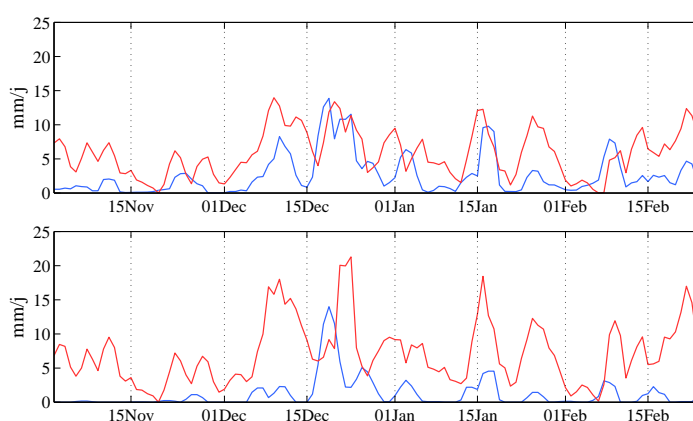


FIGURE 8.3 – Pluies stratiformes (bleu) et convectives (rouge) à la surface simulées dans le cas TOGA COARE avec différents coefficients d'évaporation des pluies stratiformes : en haut sont représentées les pluies avec un coefficient d'évaporation 10 fois plus petit et en bas, 10 fois plus grand.

La figure 8.2 permet de statuer que l'évaporation des précipitations stratiformes est un facteur prédominant sur les niveaux et la variabilité des concentrations à la surface. Une forte évaporation des précipitations stratiformes va libérer plus de traceurs et donc va entraîner une augmentation des traceurs à la surface. Inversement, diminuer cette évaporation va diminuer les concentrations à la surface.

Diviser par 10 ce paramètre amène à des concentrations à la surface qui sont beaucoup plus proches des mesures. Lors de la première phase active de la MJO (fin décembre), les pluies sont très importantes (figure A.2 (haut)). Plus de précipitation veut dire plus de formation de précipitation et donc de lessivage par nucléation : on observe une carence en ^7Be à la surface. Lors de cette phase active, si l'évaporation des pluies stratiformes est augmentée, les concentrations diminuent et atteignent des niveaux proche de ceux simulés avec une évaporation plus faible. En regardant la figure 8.3, les pluies stratiformes plus évaporées vont être remplacées par des pluies convectives plus intenses (le pic de pluie convective passe de 15 mm/jour à 21 mm/jour) qui lessivent davantage.

Concentrations dans les pluies

La figure 8.2 donne aussi les concentrations de ^7Be à la surface dans le cas où le paramètre proportionnel au taux d'évaporation des précipitations stratiformes est 10 fois supérieur ou inférieur. On peut voir qu'en diminuant ce paramètre, les précipitations sont plus concentrées en traceurs.

D'autre part, il faut noter que les mesures disponibles de concentrations de ^7Be dans les précipitations ont été effectuées en Suisse (Heikkilä *et al.*, 2008). À cette latitude, la source du radionucléide est différente de celle dans la région tropicale. En effet, comme le montre la figure 3.6 du chapitre 3, le ^7Be est produit beaucoup plus bas : un même taux de production (isocontour 10×10^5 atomes/g/s par exemple) va être situé à 15 km d'altitude aux tropiques alors que dans les montagnes suisses, il sera à moins de 10 km.

Ainsi, les nuages (qui, ici, sont en proportion plus stratiformes) lessivent des concentrations plus élevées dans les moyennes latitudes qu'aux tropiques.

Proportion des nuages, impaction

L'impaction des radionucléides est beaucoup plus efficace par les précipitations convectives que par les précipitations des nuages de grande échelle (voir figure 8.4). En effet, les précipitations convectives tombent dans une section petite – 90% des pluies tombent dans le nuage – alors que les précipitations de grande échelle sont réparties sur toute la maille. L'évaporation des pluies convectives va, elle aussi, se produire seulement dans la surface du nuage convectif concentrant les traceurs.

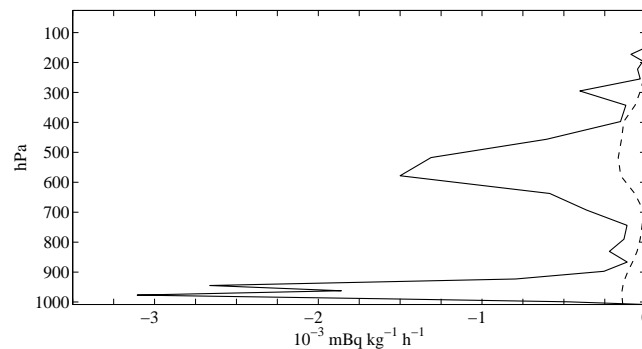


FIGURE 8.4 – Tendances induites par l'impaction des précipitations stratiformes (tirets) et convectives (ligne continue) sur le ⁷Be lors de la seconde phase *suppressed* de TOGA COARE.

Sur la figure 8.4, la tendance due à l'impaction par les pluies convectives va être jusqu'à 7 fois plus élevée que son équivalent stratiforme.

Variabilité convective et variabilité des concentrations à la surface

Les résultats des sections 2 et 3 du chapitre 7 laissent à penser que les précipitations faibles induisent des concentrations élevées de ⁷Be à la surface car elles sont plus facilement évaporées les traceurs contenus vont être libérés, et que des précipitations fortes induisent des concentrations plus faibles.

De plus, lors des phases actives de la MJO, les concentrations simulées (8.2) sont plus faibles et réciproquement, lors des phases *suppressed* les concentrations simulées sont plus fortes. Ceci est corrélé avec l'intensité des précipitations à la surface, et confirme le raisonnement précédent.

Les deux cas étudiés (TOGA COARE et TWP-ICE) nous limitent à deux événements MJO. Les mesures quotidiennes du radionucléide ⁷Be disponibles nous permettent de regarder quatre événements MJO définis à l'aide de l'index de Wheeler et Hendon (2004). Les mesures de ⁷Be à Darwin sont être confrontées aux précipitations observées lors des événements MJO.

La figure 8.5 illustre un diagramme de dispersion entre concentrations de ⁷Be et précipitations mesurées pendant quatre événements MJO (dont celui durant lequel TWP-ICE a été conduit).

Dans les observations et les simulations, on note une relation entre les deux variables qui confirme l'hypothèse de départ : plus fortes sont les précipitations, plus faibles sont les concentrations. De plus, il apparaît que dépasser certaines quantités de précipitations, il ne peut plus avoir de ⁷Be à la surface.

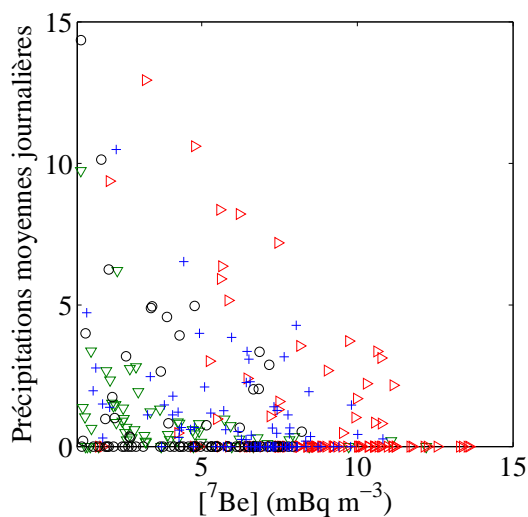


FIGURE 8.5 – Distributions des précipitations moyennes journalières (provenant des réanalyses ERA-interim) en fonction des concentrations de ^7Be à la surface au niveau de Darwin, pendant quatre événements de MJO durant les années 2006 et 2009 : la MJO de TWP-ICE est représentée par les triangles verts.

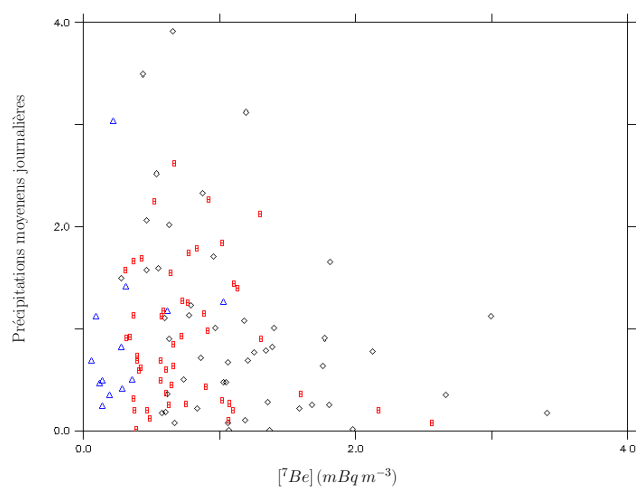


FIGURE 8.6 – Distributions des précipitations moyennes journalières en fonction des concentrations de ^7Be simulées dans TOGA COARE pendant les périodes de MJO (noir : première période et rouge, seconde période) et dans TWP-ICE (bleu).

Conclusions

Conclusions et perspectives

RÉSUMÉ

Cette thèse a pour but de mieux comprendre les processus intervenant dans la répartition des radionucléides dans l'atmosphère et plus particulièrement le rôle des systèmes convectifs sur les concentrations à la surface du ^7Be . Dans les tropiques, les concentrations de radionucléides des basses couches de l'atmosphère et dans les précipitations sont fortement affectées par l'activité convective. Cette thèse s'est proposée d'introduire une nouvelle paramétrisation du transport et de l'élimination des radionucléides, espèce trace, dans ces systèmes.

La première étape a été la modélisation des processus contrôlant la distribution spatiale et temporelle des traceurs dans et par la convection profonde en s'appuyant sur le modèle d'Emanuel. Le transport est séparé entre courants saturés et courants insaturés. Le lessivage a lieu au sein du nuage, dans les courants saturés, par le biais de la nucléation, et par le biais de l'impaction dans les descentes précipitantes. Ensuite, cette paramétrisation a été intégrée au GCM LMDz et validée sur des cas réalistes 1D. Cette paramétrisation a été testée sur des cas où la variabilité convective est importante. Les événements de MJO s'y déroulant alternent phases très convectives et phases peu convectives, permettant d'observer les comportements du transport convectif. Les concentrations à la surface simulées n'étaient pas cohérentes avec les observations pendant les périodes où l'activité convective est plus faible et durant lesquelles les nuages et précipitations stratiformes dominent. Nous avons amélioré la paramétrisation du lessivage des traceurs par les nuages et pluies stratiformes, ainsi que leur libération par évaporation, en utilisant des variables microphysiques que le modèle calcule. La reformulation du taux de conversion en précipitations dans les nuages stratiformes conduit à des valeurs plus faibles mais l'eau est convertie plus haut. Cette paramétrisation a été de nouveau validée dans les cas 1D.

Ces simulations ont toutes montré une synergie des processus convectifs et stratiformes sur la distribution des traceurs, et une forte influence des mécanismes de grande échelle sur la distribution des traceurs près de la surface et sur la concentration des précipitations. Le rôle de la convection profonde ne se révèle pas aussi primordiale que supposée originalement.

Les traceurs permettent d'avoir un point de vue différent sur les précipitations convectives et stratiformes. La séparation de ces pluies n'est pas observable et les traceurs permettent une quantification de leur rôle relatif. Ceci est un des objectifs finaux de la thèse : évaluer le potentiel des traceurs pour déduire des informations sur la représentation des nuages convectifs et stratiformes et leurs précipitations.

SYNTHÈSE DES RÉSULTATS

Les traceurs sont des outils idéaux pour l'étude des systèmes convectifs

Le ^{210}Pb n'a été utilisé que pour avoir un autre regard sur les processus verticaux atmosphériques dans un cas court. Les études se sont focalisées sur le ^7Be très utile car formé dans la haute troposphère (et au-delà). Les précipitations étant formées principalement au dessus de 800 hPa, le ^7Be va être

indubitablement lessivé. Le ^7Be est un bon outil pour étudier le rôle des descentes précipitantes de la convection profonde. Il permet aussi de servir de test à la physique du modèle de climat. La distinction des lessivages convectifs et stratiformes adjointe à celle des nuages convectifs et stratiformes et leurs précipitations associées mène à étudier les proportions relatives des précipitations formées par le modèle – ce qui n'est pas observable – et leur évaporation.

Un poids différent des mécanismes des systèmes convectifs sur la distribution des radionucléides

Dans les modèles de climat, les nuages des systèmes convectifs sont découpés selon le type de nuage. La partie stratiforme couvre une plus grande zone et l'effet de ses nuages est prédominant dans la troposphère. Toutefois le rôle de la convection domine dans la couche limite. La convection a des comportements distincts, qu'elle soit océanique ou terrestre.

Sur océan, la subsidence induite par la convection transporte principalement les aérosols dans la moyenne et basse troposphère, et les précipitations, qui éliminent les radionucléides de la moyenne et haute troposphère lors de leur formation, les déplace jusque dans la partie inférieure de la couche limite, sous le nuage, où elles s'évaporent et les restituent dans l'environnement. Les processus stratiformes et convectifs s'y compensent et que le lessivage convectif soit pris en compte ou non, les résultats sont similaires.

Sur terre, la convection est plus profonde, ses courants sont plus intenses. Les courants ascendants – les courants saturés du schéma d'Emanuel (ascendance adiabatique et mélanges) – forment plus de précipitations qui vont déplacer les aérosols entraînés dans le nuage dans les basses couches de l'atmosphère. L'évaporation de ces pluies restitue une grande quantité de radionucléides sous le nuage convectif.

Sans précipitations de grande échelle, la convection arrive à déplacer une quantité non négligeable de traceurs à la surface. Les précipitations de grande échelle permettent aussi d'éliminer le surplus de traceur amené par la convection. A la surface, les précipitations de grande échelle contiennent plus de radionucléides que les précipitations convectives.

La majeure partie de la distribution et de la variabilité des concentrations de traceurs à la surface se fait par le biais de quatre processus :

- le lessivage par nucléation (qui permet aux traceurs de se retrouver dans les précipitations) ;
- la descente par les précipitations ;
- l'ajout dans l'environnement par évaporation des précipitations ;
- la subsidence compensatoire de la convection.

L'impaction des aérosols par les précipitations convectives et de grande échelle est négligeable par rapport aux autres processus nuageux.

Cohérence entre intensité des précipitations et niveaux de concentrations des radionucléides à la surface

Les corrélations éventuelles entre mesures et simulations de radionucléides (notamment le ^7Be) à la surface peuvent être étudiées grâce à la MJO. Survenant aux tropiques, la MJO offre une grande variabilité convective qui alterne intenses et faibles précipitations. L'alternance phase active et phase *suppressed* permet d'avoir une variabilité des précipitations dont il en résulte une variabilité des niveaux de radionucléides ; cette dernière est en phase avec les phases de la MJO. Les pluies faibles

vont amener du ^7Be dans la basse troposphère au fur et à mesure que ces pluies s'évaporent. Lors des fortes pluies, les descentes précipitantes convectives prédominent dans la descente des radionucléides.

Des observations et des simulations dans les cas 1D, découlent un fait : lorsque les niveaux de radionucléides à la surface sont hauts, les précipitations sont faibles, et inversement. Il semble aussi qu'il y ait un seuil qui limite, pour une certaine pluviométrie, les niveaux de béryllium 7 à la surface.

Disponibilité des données

A plusieurs reprises dans cette thèse, la disponibilité des données de radionucléides supplémentaires aurait permis de mieux comprendre certains processus et de mieux évaluer leur représentation dans le modèle. Les mesures dans les précipitations des radionucléides étudiés aux tropiques sont très peu répandues, entravant une comparaison systématique des niveaux dans l'air et dans l'eau dans les simulations.

Le modèle LMDz dans sa version 3D permet des comparaisons des concentrations dans les pluies simulées et observées partout sur le globe, dépassant les limitations des cas 1D très forcés par les observations des expériences localisées à des endroits précis.

PERSPECTIVES

Développements futurs, perspectives de modélisation

Les paramétrisations de lessivage ont été développées simplement afin d'éviter l'ajout d'erreurs systématiques. Cependant nombre de ces processus sous maille ont été auparavant étudiés et des approches de paramétrisations similaires pourraient être utilisées, en utilisant les variables du modèle.

Ainsi la vitesse constante des descentes précipitantes du schéma d'Emanuel interdit son utilisation pour le calcul des vitesses de gouttes d'eau, cependant leur vitesse de chute pourrait être paramétrée comme le font [Beard et Pruppacher \(1969\)](#), [Kessler \(1969\)](#) ou bien [Seinfeld et Pandis \(1998\)](#). La taille des gouttes pourrait aussi fluctuer en fonction de l'intensité des précipitations ([Mircea et al., 2000](#); [Pruppacher et Klett, 1996](#)) et modulerait l'efficacité d'impaction ([Andronache, 2003](#)), et l'impaction selon les régimes convectifs. Ces différentes tailles changeraient les quantités d'aérosols contenues dans les précipitations et surtout la quantité d'aérosols libérée lors de l'évaporation de ces gouttes.

Une représentation de l'activation des noyaux de condensation dans la convection profonde fonction du mélange de l'air nuageux et de celui de l'environnement (plus sec) permettrait la modulation des quantités d'aérosols allant dans les sources de précipitations de la convection, puisque les processus de mélange affectent la formation des gouttelettes et donc la distribution des tailles de gouttes ([Pruppacher et Klett, 1996](#); [Binguier et Chaumat, 2001](#); [Barahona et al., 2011](#)). La paramétrisation de l'activation des CCN pourrait ressembler à celle d'[Ekman et al. \(2010\)](#) ou bien de [Croft et al. \(2010\)](#) qui utilise la vitesse dans le courant ascendant convectif.

Pour l'étude du transport des radionucléides, ^7Be et ^{210}Pb , il ne serait pas nécessaire de paramétriser une distribution d'aérosol car ceux-ci s'attachent à des aérosols d'une même gamme de taille (cf. tableaux 3.4 et 3.5 du chapitre 3).

Les paramétrisations ont été développées de façon à pouvoir les « débrancher » du code météorologique. Le mode « débranché » (*offline* en anglais) permet de travailler en utilisant les mêmes champs de variables météorologiques et pourrait être très utile pour le réglage fin des paramétrisations. Cette approche est souvent utilisée pour faire du rétrotransport : la symétrie temporelle du transport atmosphérique de traceurs permet, à partir des flux de masses, de transporter les traceurs en remontant le

temps (Hourdin, 2002). Cependant, l'ajout de termes puits (le lessivage) rend ce transport asymétrique et l'utilisation du rétrotransport devient moins triviale.

Nouvelle physique de LMDz

La paramétrisation de la convection profonde utilisée tend à faire culminer le maximum convectif à midi alors que les observations le situent généralement en fin d'après-midi. La « Nouvelle Physique » du modèle LMDz (Hourdin *et al.*, 2012b) propose de régler ce problème et de parfaire la représentation de la convection. Plusieurs paramétrisations sont changées, d'autres ajoutées. La fermeture de la convection est améliorée, passant d'une fermeture en CAPE à une fermeture utilisant les processus sous nuageux ; le mélange dans le nuage convectif est enrichi en substituant la PDF uniforme des fractions d'air entraîné de l'environnement par une nouvelle PDF (Grandpeix *et al.*, 2004) ; les poches froides sont ajoutées (Grandpeix et Lafore, 2008; Grandpeix *et al.*, 2010), et les nuages de couche limites sont mieux paramétrisés (Rio et Hourdin, 2008; Jam *et al.*, 2011) perfectionnant la convection peu profonde et retardant le déclenchement de la convection profonde (Rio *et al.*, 2009).

Les distributions de traceurs seraient indéniablement modifiées par ces nouvelles paramétrisations.

Comparaison avec des modèles à résolution plus fine

Résoudre explicitement chacun des phénomènes microphysiques, tels que les processus de formation des gouttelettes d'eau nuageuse (condensation autour des noyaux de nucléation, activation, ...) et de lessivage, nécessite une résolution d'échelle de la taille d'une dizaine de mètre.

L'échelle de ces processus microphysiques internes aux nuages est loin des résolutions des GCM. En conséquence, un GCM ne peut qu'estimer l'effet de ces phénomènes et s'appuie sur les paramétrisations de tous les processus sous maille. L'implémentation explicite de l'activation des aérosols suppose que la dynamique de la formation des nuages et que les caractéristiques des aérosols dans les nuages soient connues ; ceci n'est pas disponible dans un GCM.

Plusieurs études se sont déjà servies de modèles meso-échelle en comparant leurs simulations avec des GCM utilisés en version 1D, dans des cas forcés (Guichard *et al.*, 2004; Rio *et al.*, 2012). Dans la dernière référence, ils utilisent un SCM comme référence, avec différents schémas convectifs. Il serait intéressant de faire de même et comparer les simulations de la version 1D de LMDz avec Meso-NH sur le cas ARM « convection profonde » étudié dans la thèse. La « Nouvelle Physique » de LMDz serait plus adéquate pour l'étude car déjà comparée au modèle Meso-NH (Guichard *et al.*, 2004). Cette étude permettrait la comparaison des schémas de transport et de lessivage, mais aussi d'améliorer la compréhension de la physique des modèles à travers les variables convectives et les distributions de traceurs.

Comparaison avec les isotopes de l'eau

L'utilisation des traceurs passifs comme les radionucléides est courante depuis plusieurs décennies pour étudier les mouvements atmosphériques et la convection profonde (par exemple : Liu *et al.*, 1984; Koch *et al.*, 1996; Salzmann *et al.*, 2004). Folkins *et al.* (2006) proposent d'utiliser du HNO₃, du CO, de l'H₂O et de l'O₃ pour tester plusieurs paramétrisations de convection profonde.

D'autre part, Risi *et al.* (2008, 2010) étudie les distributions des isotopes de l'eau pendant la mousson africaine et lors de passage de lignes de grains au Sahel. Ce genre d'études complèterait et

contraindrait davantage la compréhension des mécanismes de la convection profonde et ceux associés à celle-ci.

Climatologie

Des études similaires à celles faites en 1D pourraient être transposées au modèle 3D de LMDz. Ces études fourniraient des contraintes pour l'évaporation des précipitations de grande échelle et le schéma de formation de ces précipitations, l'entraînement dans les nuages convectifs, mais aussi sur les ajustements d'autres paramètres réglés pour que les simulations soient plus proches des observations.

Paléoclimatologie : Un autre isotope du béryllium, souvent utilisé en climatologie, est le ^{10}Be . Son temps de demi-vie de 1,4 millions d'années permet d'étudier le climat passé ainsi que l'activité solaire passée et les anomalies possibles du champ magnétique terrestre.

Ce radionucléide a les mêmes comportements que le ^7Be . Rapidement après sa production, il s'attache à des aérosols (souvent sulfatés) et après un ou deux ans il est éliminé de la troposphère par les précipitations et est stocké dans différents endroits sur la surface terrestre qui peuvent servir d'« archives ». Les glaciers et calottes polaires contiennent les précipitations âgées de cent mille à un million d'années formant des strates non altérées. Ainsi, il suffit de mesurer les concentrations de ^{10}Be dans les carottes de glace pour étudier les variations de production et de dépôt de ce radionucléide pendant ces périodes (Beer *et al.*, 1984).

Le ^{10}Be , qui s'attache principalement aux aérosols sulfurés, est aussi utilisé pour calculer le flux global de soufre dans la troposphère (Delmas, 1992). À partir des concentrations et du taux de production du radionucléide, on peut remonter au taux de renouvellement de sulfate et connaître une partie de la chimie atmosphérique passée.

Le ^{10}Be est aussi intéressant pour comprendre la variation de l'activité solaire passée et son influence sur le climat (Raisbeck *et al.*, 1990). De ces études pourraient être obtenues ces variations à l'échelle du millier d'années, qui sont souvent dues à une modification du champ magnétique terrestre.

Annexes

Representation of transport and scavenging of trace particles in the Emanuel moist convection scheme

Romain Pilon^{1,2}, Jean-Yves Grandpeix¹ and Philippe Heinrich²

¹Laboratoire de Météorologie Dynamique, Paris, France

²Commissariat à l'Énergie Atomique DAM-Ile de France, 91297 Arpajon cedex, France

Abstract

In the Tropics, cumulus convection has a major influence on precipitation and vertical transport of atmospheric particles, which are subject to scavenging by precipitation. A new parameterization transport and scavenging of trace particles by convective clouds and precipitation has been developed and introduced in the Laboratoire de Météorologie Dynamique general circulation model (LMDz). This model uses the deep convection scheme of Emanuel, which is particularly adapted for tropics. Our parameterization of transport and scavenging is closely linked to this scheme and our developments follow step-by-step the building of this convection representation. The purpose of this study is to understand better the influence of convection on the tracer vertical distribution and to assess the role of the convection parameterization. Short term and long term simulations have been performed focusing on the concentrations of the natural radionuclide ⁷Be, which is produced mainly in the stratosphere and upper atmosphere and attaches to available aerosols. The efficiency of the scavenging parameterization is illustrated by single-column simulations forced by data from Tropical Ocean-Global Atmosphere-Coupled Ocean-Atmosphere Response Experiment (TOGA COARE). Results are compared to surface data of a station belonging to the worldwide network of the Comprehensive Nuclear-Test-Ban Treaty Organization (CTBTO). We show that this new parameterization is able to reproduce the observed yearly averaged concentrations of ⁷Be at the surface. LMDz simulations have been also performed over the 2007 year at a global scale using the terragenic ²¹⁰Pb and cosmogenic ⁷Be radionuclides.

1 INTRODUCTION

In the Tropics, deep convection has a substantial influence on large-scale circulation and on water distribution in the troposphere. Moreover it greatly impacts aerosol vertical distribution which is not only controlled by air transport but also by scavenging, the cleansing of material from the atmosphere by hydrometeors. In the last two decades, the complexity and realism of the representation of this process in climate models has been increasing. However, representations of scavenging differ from a general circulation models (GCMs) to another. As reported in [Rasch *et al.* \(2000\)](#), results from model intercomparison underline uncertainties which come from either transport and scavenging parameterizations or deep convective clouds parameterization (see [Mahowald *et al.*, 1995](#); [Tost *et al.*, 2006b, 2010](#)). Nevertheless [Koch *et al.* \(1996\)](#), [Liu *et al.* \(2001\)](#) or [Heinrich et Jamelot \(2011\)](#) note that ^7Be in the tropics is generally overestimated owing to insufficient scavenging in convection. So far, the parameterization of wet removal by convective clouds and precipitation distinguishes in-cloud scavenging, below-cloud impaction, release by evaporation. Representation of scavenging processes is generally based on prescribed in-cloud scavenging ratios and implicitly parameterizes nucleation and impaction processes using the formulation of [Giorgi et Chameides \(1986\)](#). Some authors separate in-cloud scavenging with scavenging in convective updraft ([Lawrence et Rasch, 2005](#)). Some calculate below-cloud impaction and release by evaporation using constant rates or depending on precipitation and evaporation rates ([Liu *et al.*, 2001](#); [Reddy et Boucher, 2004](#)), while others use complex formulation of microphysics in the effort to gain accuracy ([Andreae et Rosenfeld, 2008](#); [Croft *et al.*, 2010](#)).

Here, our approach is to develop a parameterization based on the moist convective scheme of [Emanuel \(1991\)](#). The main asset of this scheme is the precipitating downdraft, a feature expected to play a key role for tracers originating in the upper troposphere such as ^7Be . The new parameterization follows closely the physical mechanisms of Emanuel scheme, the processes in the drafts of the deep convection and exchanges between them at each level. We separate the entrainment of environmental tracers and the aerosol nucleation and determine the exchanges between the cloud and the environment.

In this study, transport simulations have been carried out using the GCM LMDz ([Hourdin *et al.*, 2006](#)) both in its single column version and in its global ver-

sion. The simulations use the natural radionuclide ^7Be as a passive tracer for assessing our parameterization. Associated to the ^{210}Pb radionuclide, ^7Be has been widely used to evaluate atmospheric transport and aerosol removal processes in GCMs ([Balkanski *et al.*, 1993](#); [Koch *et al.*, 1996](#); [Liu *et al.*, 2001](#)). Thanks to the low tropospheric source of ^{210}Pb and the high tropospheric source of ^7Be , the study of these tracers is particularly interesting in the tropics to emphasize the role of scavenging by large-scale and convective clouds and associated precipitation and below-cloud evaporation.

The aim of this research is to diagnose how the processes in deep convection influence the vertical tracers distribution and its elimination by precipitation.

The present paper is devoted to the presentation of this new scavenging parameterization coupled with the Emanuel convective scheme. The formulation of the transport and scavenging model is presented in section 2. Section 3 evaluates the scheme in a single-column model simulation (SCM). In section 4 the parameterization is tested in GCM LMDz at a global scale and results are compared with observations at a tropical station. Lastly, we summarize and discuss the features of this new scavenging scheme.

2 MODEL DESCRIPTION

The new parameterization of transport and scavenging describes the redistribution and the removal of tracers in deep convective clouds by rain inside and below the clouds. It is tested in the LMDz general circulation model. We use the IPCC-AR4 LMDz version ([Hourdin *et al.*, 2006](#)) which uses the Emanuel scheme for deep convective clouds (see [Emanuel, 1991](#); [Emanuel et Živković-Rothman, 1999](#)).

The presentation of our scheme follows the one of [Emanuel \(1991\)](#) and we use the same notations for mass fluxes. The only difference is that all fluxes are defined as a function of continuous vertical levels z instead of discrete layers. Following the Emanuel mass-flux scheme, the parameterization of transport and scavenging is separated into two parts : transport and scavenging in the saturated updrafts and downdrafts, and transport and scavenging in the unsaturated downdrafts. We cannot use the usual term of “in-cloud” and “below-cloud” scavenging since, in the Emanuel parameterization, a fraction of the precipitation falls through the cloud. Moreover, in the study, the scheme used does not include ice thermodynamics, we consequently decide to treat only scavenging by the li-

quid phase of water.

The effect of the deep convective cloud on the environmental tracer distribution \tilde{C} is split into tendencies, $(\partial_t \tilde{C})_{sat}$ and $(\partial_t \tilde{C})_{unsat}$ induced by saturated drafts and unsaturated drafts on the environment, respectively :

$$(\partial_t \tilde{C})_{cv} = (\partial_t \tilde{C})_{sat} + (\partial_t \tilde{C})_{unsat} , \quad (\text{A.1})$$

where \tilde{C} is the tracer number concentration in the environment. The parameterizations of each tendency is detailed in sections 2.3 and 2.4.

2.1 Short description of Emanuel scheme

The representation of convection follows the scheme of Emanuel (1991) and is based on the idea that convective clouds are not homogeneous in nature : the cloud is represented by multiple drafts exchanging with environmental air at each level of the model.

Air below the cloud base ascends adiabatically, forming updrafts, and lifts unmixed up to some level z' , between the cloud base and the level of neutral buoyancy. At each level z' , a fraction $\varepsilon(z')$ of condensed water (l_a) produced during the ascent is converted into precipitation, and is defined by Emanuel (1991) such that $\varepsilon(z)$ is varying linearly from 0 to ε_{max} between 150hPa and 500hPa above the lifting condensation level (LCL), and is constant elsewhere.

The maximum precipitation efficiency is a bit less than the unity (0.999) to allow cloud water to remain in suspension in the upper troposphere (Bony et Emanuel, 2001). The air from the adiabatic updraft, whose liquid water content is now $(l_a(1 - \varepsilon(z')))$ is mixed at level z' with environmental air. Each mixture moves adiabatically up or down to its level z (z can be higher or lower than z') of neutral buoyancy – in ascending mixtures, water may further condensate and precipitate – and then, after removal of precipitation, detrains in the environment.

Precipitation formed in adiabatic ascents and in the mixtures is added to a single precipitating downdraft driven by the evaporation of the rain.

2.2 Notations and conventions

- In order to simplify the writing of following equations, let us note C_x^y the amount of tracer per unit of mass of the phase x (c for cloudy condensate, p for precipitating water and v for air/vapor mixture) in draft y (a for adiabatic

ascent, m for the mixed drafts, d for the saturated downdraft, u for the saturated updraft and p for precipitating downdraft). In the case of radionuclides, the amount of tracer is measured by its activity (as is usual in literature). The quantity C_x^y is hereafter called tracer concentration.

- The tilde denotes the environment.
- We use M to represent mass fluxes : M_a for the adiabatic updraft, \tilde{M} for the environment, M_p for the precipitating downdraft ; $\frac{\partial M_a}{\partial z} \delta z$ is the mass flux of the adiabatic draft ending in the layer $[z, z + \delta z]$. $\frac{\partial M_m}{\partial z \partial z'} \delta z \delta z'$ is the mass flux of the mixed draft going from layer $[z', z' + \delta z']$ to $[z, z + \delta z]$. All mass fluxes are defined positive upward.
- Variables related to drafts going from z' to z are indexed zz' ; e.g. $F^{zz'}$ is the fraction of environment air entrained at z' in the draft going to z . z_b is the altitude of cloud base and z_t the one of the cloud top.
- S_d and S_t are the area covered by the unsaturated downdraft region, and the grid cell area, respectively, from which is defined the fractional area covered by the unsaturated downdraft $\sigma_d = S_d/S_t$. In addition, σ_s is the fraction of precipitation that falls through clear air.

2.3 Saturated updrafts and downdrafts

In this section, we describe the transport and scavenging of tracers in the saturated drafts of the deep convective cloud.

The tendency of tracer concentration induced by saturated draft in the environment is the sum of the effects of entrainment, detrainment and the convergence of the subsiding mass flux $\tilde{M}\tilde{C}$:

$$\rho (\partial_t \tilde{C})_{sat} = d_C - e_{\tilde{C}} - \frac{\partial(\tilde{M}\tilde{C})}{\partial z} , \quad (\text{A.2a})$$

where d_C and $e_{\tilde{C}}$ are the fluxes of tracers in the detrainment and in the entrainment, respectively, and ρ the density of air. Using the environment mass budget equation $\partial_z \tilde{M} = d - e$ where d and e are the detrained and the entrained mass fluxes, and assuming that tracer concentration in entrained air is equal to \tilde{C} , one may simplify (A.2a) into :

$$\rho (\partial_t \tilde{C})_{sat} = d_C - d\tilde{C} - \tilde{M} \frac{\partial \tilde{C}}{\partial z} , \quad (\text{A.2b})$$

where the mass flux of detrained tracers d_C still needs to be defined. To calculate the tendency d_C , the contribution of each draft is calculated separately, considering the condensed phase and the vapor phase.

We assume thereafter that the fraction of tracers included in the vapor phase is constant along adiabatic displacements, i.e. after initiation of condensation no further activation occurs.

Adiabatic ascent Adiabatic ascent is supplied by tracers in the layer going from the surface to an altitude h_s ($h_s = 100\text{m}$) below z_b , the cloud base. The tracer concentration within this flux is given by :

$$C^a = \frac{1}{h_s} \int_0^{h_s} \tilde{C}(z) dz . \quad (\text{A.3})$$

Air and tracers are lifted unmixed from the cloud base to an arbitrary level z' between the cloud base and the level of neutral buoyancy. During the ascent, a fraction α_a of tracers serving as cloud condensation nuclei (CCN) is supposed to be activated into droplets and incorporated within cloud water. $(1 - \alpha_a)$ stays in vapor. At z' , when adiabatic updraft stops, a fraction $\varepsilon(z')$ of cloud water precipitates which removes $\varepsilon(z')\alpha_a$ of the tracers. (Note that in the simulations, we do not consider the subtlety of droplet formation processes : all CCN from the adiabatic ascent are assumed activated : $\alpha_a = 1$.)

Mixture Remaining cloudy air, with tracer concentration $C^a(1 - \varepsilon(z')\alpha_a)$, is mixed at level z' with environmental air before being displaced to z . Upon mixing with adiabatic ascent air, a fraction β_m of the CCN present in the entrained air is activated while $(1 - \beta_m)$ stays in the vapor phase (in the simulations we also suppose that $\beta_m = 1$). As concerns air coming from the adiabatic ascent, we assume that tracers which belonged to the condensed phase and the gaseous phase before mixing also belong to the condensed and gaseous phase respectively after mixing.

Then the amount of tracer in the condensed phase of a mixture of mass δm_m formed at level z' , going to level z and made of a fraction $F^{zz'}$ of environment air and $(1 - F^{zz'})$ of adiabatic ascent air is $\delta m_m \left[(1 - \varepsilon(z'))\alpha_a C^a (1 - F^{zz'}) + \beta_m \tilde{C}(z') F^{zz'} \right]$. Since the amount of tracer present in the condensed phase is constant under adiabatic displacement, this is also equal to the amount of tracer present in the condensed phase when the mixture reaches level z : $\delta m_m C_c^m(z, z') l_m^{zz'}$. Hence the concentration of tracer in

the condensed phase at level z reads :

$$C_c^m(z, z') = \left[(1 - \varepsilon(z'))\alpha_a C^a (1 - F^{zz'}) + \beta_m \tilde{C}(z') F^{zz'} \right] / l_m^{zz'} , \quad (\text{A.4a})$$

Likewise, the concentration in the vapor phase reads :

$$C_v^m(z, z') = \left[(1 - \alpha_a) C^a (1 - F^{zz'}) + (1 - \beta_m) \tilde{C}(z') F^{zz'} \right] / \left(1 - l_m^{zz'} \right) . \quad (\text{A.4b})$$

According to their buoyancy, mixtures either descend or ascend to a level z . Descending mixtures (saturated downdraft) are detrained without further precipitation formation. Amount of detrained tracer is then the sum of the amount of tracer in the two water phases. The tracer concentration in the saturated downdraft is

$$C^d(z, z') = \tilde{C}(z') F^{zz'} + \left(1 - F^{zz'} \right) \left(C^a - \varepsilon(z')\alpha_a C^a \right) . \quad (\text{A.5a})$$

If mixtures ascend, additional condensation is produced ($l_m^{zz'}$) and might precipitate. A fraction ε_m of condensed water is converted into precipitation at z in these mixtures. Then $(1 - \varepsilon_m)$ is the fraction of water detrained to z without precipitating. After precipitation formation, there remains C^u in the saturated updraft :

$$C^u(z, z') = C_v^m(z, z') (1 - l_m^{zz'}) + \left(1 - \varepsilon_m^{zz'} \right) C_c^m(z, z') l_m^{zz'} , \quad (\text{A.5b})$$

and ε_m is given by :

$$\varepsilon_m^{zz'} = \sup \left(0, 1 - (1 - \varepsilon(z)) l_a(z) \right) / l_m^{zz'} , \quad (\text{A.6})$$

where $(1 - \varepsilon(z)) l_a(z)$ is the remaining condensate in the adiabatic ascent at z after precipitation removal.

Precipitation Tracers in water converted into precipitation, at the end of the adiabatic ascent and within the mixtures, are further injected into the precipitation of the unsaturated downdraft (see section 2.3). The determination of concentrations of these tracers are not useful for the determination of the tendency (2.4), nevertheless they are the tracer source of the precipitation flux and need to be specified.

Using l_a , $l_m^{zz'}$, $\varepsilon(z)$ and $\varepsilon_m^{zz'}$ make it possible to determine tracer concentration in the precipitation associated with the adiabatic ascent or with the mixtures. The concentration of tracer into the precipitation coming from the adiabatic ascent, C_p^a , may be written as :

$$C_p^a(z) = \frac{\alpha_a C^a}{l_a(z)}. \quad (\text{A.7})$$

The concentration, $C_p^m(z)$, in the condensed water converted into precipitation (mixed at z' and displaced to z) within all mixed drafts arriving in z may be written :

$$C_p^m(z) = \frac{\int_{z_b}^z C_c^m(z, z') \varepsilon_m^{zz'} l_m^{zz'} \frac{\partial^2 M_m}{\partial z \partial z'} dz' dz}{\int_{z_b}^z \varepsilon_m^{zz'} l_m^{zz'} \frac{\partial^2 M_m}{\partial z \partial z'} dz' dz}. \quad (\text{A.8})$$

Final formulation The flux of tracer detrained at level z takes account of both concentrations C^d (Eq. A.5a) and C^u (Eq. A.5b) and is given by

$$d_C(z) dz = \int_{z_b}^z \frac{\partial^2 M_m}{\partial z \partial z'} C^u(z', z) dz' dz + \int_z^{z_t} \frac{\partial^2 M_m}{\partial z \partial z'} C^d(z', z) dz' dz. \quad (\text{A.9a})$$

The detrained mass flux reads :

$$d(z) dz = \int_{z_b}^{z_t} \frac{\partial^2 M_m}{\partial z \partial z'} dz' dz. \quad (\text{A.9b})$$

Using (A.9a) and (A.9b) with (A.2b), with some algebra, the tendency induced by the saturated draft is

$$\begin{aligned} \rho (\partial_t \tilde{C})_{sat} &= (C^a - \tilde{C}(z)) \int_{z_b}^{z_t} \frac{\partial^2 M_m}{\partial z \partial z'} (1 - F^{zz'}) dz' \\ &+ \int_{z_b}^{z_t} \frac{\partial^2 M_m}{\partial z \partial z'} F^{zz'} (\tilde{C}(z') - \tilde{C}(z)) dz' \\ &- \tilde{M} \frac{\partial \tilde{C}}{\partial z} + \rho (\partial_t \tilde{C})_{scav}, \end{aligned} \quad (\text{A.10a})$$

where the first term corresponds to tracers in the mass flux supplied by the adiabatic ascent to the mixtures, the second one to tracers in the mass flux taken from the environment to the mixtures, $\tilde{M} \frac{\partial \tilde{C}}{\partial z}$ is the compensating subsidence and the last term is the tendency induced by the scavenging which is

$$\begin{aligned} \rho (\partial_t \tilde{C})_{scav} &= -\alpha_a C^a \int_{z_b}^{z_t} \frac{\partial^2 M_m}{\partial z \partial z'} (1 - F^{zz'}) \varepsilon(z') dz' \\ &- \alpha_a C^a \int_{z_b}^z \frac{\partial^2 M_m}{\partial z \partial z'} (1 - F^{zz'}) \varepsilon_m^{zz'} (1 - \varepsilon(z')) dz' \\ &- \beta_m \int_{z_b}^{z_t} \frac{\partial^2 M_m}{\partial z \partial z'} F^{zz'} \varepsilon_m^{zz'} \tilde{C}(z') dz'. \end{aligned} \quad (\text{A.10b})$$

The first term corresponds to tracers removed by precipitation formation in the adiabatic ascent, the second one to tracers originating from the adiabatic ascent removed inside the mixtures and the last one to tracers of the environment removed by precipitation formation inside the mixtures.

If deep convective scavenging is disabled, $(\partial_t \tilde{C})_{scav} = 0$. Tracers are only transported by air flow without being transformed into CCN.

2.4 Unsaturated downdrafts

Following Emanuel, the unsaturated downdraft is separated into two parts : the precipitating water on one hand, and the air flowing down in the draft on the other hand, the latter being partly cloudy and partly clear. Falling precipitation evaporates into the clear air. For simplicity, the air flowing down in the draft is called unsaturated air.

Within a layer of thickness δz , as depicted in Figure A.1, precipitation flux P (precipitation per unit area of the model grid) is fed by precipitation formed from water water condensed within the adiabatic ascent $\frac{\partial P_a}{\partial z} \delta z$, and within mixed drafts $\frac{\partial P_m}{\partial z} \delta z$.

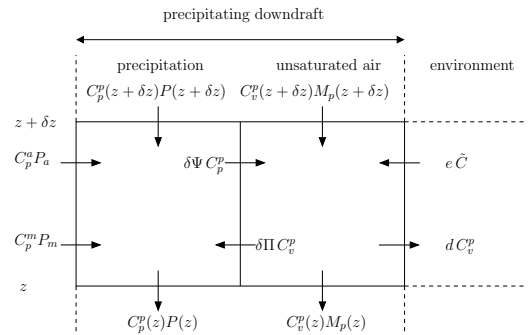


FIGURE A.1 – Sketch of an unsaturated downdraft and exchanges of tracers between precipitation, unsaturated air and environment.

The two sources of precipitation $\frac{\partial P_a}{\partial z} \delta z$ and $\frac{\partial P_m}{\partial z} \delta z$ can be expressed in terms of the mass fluxes M_a and $\int_{z_b}^{z_t} \frac{\partial^2 M_m}{\partial z \partial z'}$ in the adiabatic ascent and the mixed drafts respectively, of their condensed water content l_a and $l_m^{zz'}$ and of the rates of conversion into precipitation $\varepsilon(z')$ and $\varepsilon_m^{zz'} l_m^{zz'}$:

$$\frac{\partial P_a}{\partial z} \delta z = \frac{\partial M_a}{\partial z} \delta z \varepsilon(z) l_a(z), \quad (\text{A.11a})$$

where M_a is the undiluted ascent mass flux, and

$$\frac{\partial P_m}{\partial z} \delta z = \int_{z_b}^z \frac{\partial^2 M_m}{\partial z \partial z'} \varepsilon_m^{zz'} l_m^{zz'} dz' \delta z. \quad (\text{A.11b})$$

Precipitation has a major influence on the tracers distribution in the environment. Let $\delta \Psi$ be the mass of evaporated water in a given layer $[z, z + \delta z]$ per unit time within the fractional area covered by the downdrafts σ_d . This mass can only evaporate within the fraction of precipitation falling in clear air : $\delta \Psi = \sigma_s \sigma_d E \rho \delta z$, where E is the evaporation rate (see Eq. 12b from Emanuel (1991)). Thus evaporation of precipitation increases by $\delta \Psi C_p^p$ (C_p^p is the tracer concentration in the precipitation) the tracer amount in the unsaturated air $\rho \delta z C_v^p$.

Let $\delta \Pi$ be the effective mass of the precipitating downdraft swept by the rain in the same layer per unit time within σ_d : $\delta \Pi = \sigma_d \Lambda \rho \delta z$, where Λ is the scavenging coefficient described hereinafter. Raindrops impact aerosols and remove $\delta \Pi C_v^p$ tracers from the unsaturated air. Moreover, the unsaturated downdraft exchanges tracers with the environment by entrainment and detrainment according to the entrained mass flux e and the detrained mass flux d , respectively.

We calculate a tendency in which all above mentioned exchanges are represented to determine effects of the unsaturated downdraft on the environment. This tendency, $\partial_t C_{unsat}$, is given by

$$\rho (\partial_t \tilde{C})_{unsat} = d C_v^p - e \tilde{C} - \frac{\partial \tilde{M} \tilde{C}}{\partial z}, \quad (\text{A.12a})$$

Since the environmental mass flux \tilde{M} is equal to the opposite of the unsaturated downdraft mass flux M_p and as $\partial_z \tilde{M} = e - d$, the tendency may be written :

$$\rho (\partial_t \tilde{C})_{unsat} = d (C_v^p - \tilde{C}) + M_p \partial_z \tilde{C}. \quad (\text{A.12b})$$

where $M_p \partial_z \tilde{C}$ denotes the transport in the compensating ascent induced by the unsaturated downdraft.

To solve (A.12b) the tracer concentration in unsaturated air C_v^p is required. As the unsaturated draft

is a steady system for each layer $[z, z + \delta z]$, budget equations can be established to describe the evolution of the draft. It is a two-way exchange of mass between precipitation, unsaturated air and environmental clear air, as shown on Figure A.1, taking into consideration the water phase change. The amount of tracer in the precipitation between z and $z + \delta z$ takes into account the variation of the flux of tracer transported by the precipitation ($-\partial_z (P C_p^p) \delta z$). It is enriched by those in the sources of precipitation ($+\partial_z P_a C_p^a \delta z$ and $+\partial_z P_m C_p^m \delta z$) and by tracer of the unsaturated air impacted by the precipitation ($+\delta \Pi C_v^p$); it is impoverished when tracers are released by evaporation of the precipitation ($-\delta \Psi C_p^p$). On the other side, the amount of tracer in the precipitating downdraft takes into account of the variation of tracer in unsaturated air ($-\partial_z (M_p C_v^p)$). Precipitating downdraft is driven by the evaporation of the precipitation, enriching the unsaturated air of $+\delta \Psi C_p^p$ tracers, and this process therefore controls the entrainment (enrichment) of environment tracers ($+e \delta z \tilde{C}$) and the detrainment (impoverishment) of tracers of the unsaturated air to the environment ($-d \delta z C_v^p$). Moreover, precipitation impaction reduces the concentration within the unsaturated air ($-\delta \Pi C_v^p$).

Summing up these various exchanges yields the following first order differential equation for $C_p^p(z)$ and $C_v^p(z)$ with top boundary conditions $C_p^p(z_t) = C_v^p(z_t) = 0$:

$$\begin{cases} -\partial_z (P C_p^p) + \partial_z P_a C_p^a + \partial_z P_m C_p^m \\ \quad - d \Psi / dz C_p^p + d \Pi / dz C_v^p = 0 \\ -\partial_z (M_p C_v^p) + e \tilde{C} - d C_v^p \\ \quad + d \Psi / dz C_p^p - d \Pi / dz C_v^p = 0. \end{cases} \quad (\text{A.13})$$

If scavenging is disabled i.e. if tracers are transported only by the air flow of the unsaturated downdraft, terms related to the precipitation and evaporation are not involved in the system of equations (A.13), which becomes :

$$e \tilde{C} - d C_v^p = \partial_z (M_p C_v^p). \quad (\text{A.14})$$

In this case the environmental tracer distribution is consequently closely related to the compensating ascent rather than the precipitation.

Scavenging coefficient : Λ

Usually, impaction by rain is represented by a coefficient calculated using a collision efficiency which implicitly takes into account several microphysical

processes (see Sportisse, 2007). This latter coefficient is defined for monodisperse or polydisperse raindrops as well as for a particle size distribution (for instance Mircea *et al.* (2000)). Collision efficiency includes impaction split in three processes which are particle size-dependent : Brownian diffusion, interception and inertial impaction (Slinn, 1983), for ultrafine, fine and coarse particles, respectively. The scavenging coefficient is proportional to the collision efficiency, to the raindrops and particles sizes as well as to the raindrops terminal velocity.

For simplicity, in our parametrization, as we consider only deep convection and associated rains, we neglect the Brownian diffusion and the inertial impaction. We assume that the impaction efficiency, \mathcal{E}_{imp} , is set to 10^{-3} (as standard value for the range of the size of studied particles, i.e. $[0.6 - 1] \mu\text{m}$). We also assume that, following Emanuel (1991), the rain velocity is equal to its terminal velocity w_t set to $45 \text{ Pa}\cdot\text{s}^{-1}$. We use a monodisperse size distribution for raindrops : the raindrop diameter is set at 2 mm (value from Pruppacher *et al.* (1996), for a tropical storm with heavy rainfall over Hawaii).

The temporal variation of mass of tracers removed from the unsaturated downdraft air ($\frac{d\pi}{dz} C_v^p = -\rho (\partial_t C_v^p)_{imp}$) is the temporal variation of the mass of tracers in the volume swept by n_d falling raindrops in the precipitating column over the surface covered by the downdraft, and is given by :

$$\rho (\partial_t C_v^p)_{imp} = -\rho C_v^p n_d \mathcal{E}_{imp} w_t \pi r^2 . \quad (\text{A.15})$$

where r is the radius of raindrops.

This equation can be related to the Emanuel scheme using the precipitation flux P . Indeed the precipitation flux combined with the flux of falling raindrop may be written :

$$P = \frac{4}{3} \pi r^3 n_d w_t \rho_l \sigma_d , \quad (\text{A.16})$$

with ρ_l the density of liquid water. Thus, using (A.15) together with (A.16), we obtain

$$\rho (\partial_t C_v^p)_{imp} = -\Lambda \rho C_v^p , \quad (\text{A.17a})$$

where the scavenging coefficient Λ is :

$$\Lambda = \mathcal{E}_{imp} \frac{3P}{4\rho_l \sigma_d r} \quad (\text{A.17b})$$

In our model, precipitation has the same effect on tracers when falling through saturated air, unsaturated air and clear air, thus Λ is independent of the fraction of precipitation falling in clear air σ_s .

2.5 Sum up

The convective transport scheme is now complete : the resolution of the first order differential equation (A.13) associated with the diagnostic variable Λ (A.17b) allows us to determine (A.12b); combined with (A.2a) (composed of (A.10a) and (A.10b)), the finale solution of the tendency of tracer concentration induced by the convection (A.1) can be solved. In-cloud scavenging is characterized by two parameters representing two microphysical properties : CCN activation in adiabatic ascent and mixtures, α_a and β_m , respectively. Impaction by rain depends on the collision efficiency parameter \mathcal{E}_{imp} .

The tracer sink in the saturated draft tendency (A.10b) is equal to the tracer source for the unsaturated downdrafts. The latter redistribute these tracers partly in the atmosphere, partly at the surface.

The discretization uses a staggered grid for the mass and precipitation fluxes, \bar{M} , M_p and P , respectively. As the concentrations C_p^p and C_v^p are calculated on the centered grid, to solve (A.13) we use the upstream scheme.

3 1D ATMOSPHERIC SIMULATION

3.1 Simulation of the TOGA COARE case

For evaluation purpose, the one-dimensional version of the atmospheric model LMDz is applied to the TOGA COARE case (Ciesielski *et al.*, 2003).

TOGA COARE is an international campaign which was conducted from 1 November 1992 to 28 February 1993 in the western Pacific warm pool centered at 2° S and 155° E . This region is associated with a warm sea surface temperature (during the four months the SST was 29.4° C on average). Within this period, two Madden-Julian oscillation (MJO) active phases occurred during the second half of December and during February (Chen *et al.*, 1996; Yanai *et al.*, 2000). Between 20 and 24 December, convection maximum developed with the strongest maximum with its peak on 24 December. These two phases are interspersed with a low convective activity period. During the experiment, the two MJO active phases in the Pacific Ocean are related to the presence of two convective clusters.

This atmospheric variability is particularly interesting to study the correlation of the tracer distribution with the convective activity. In the literature, observations of the campaign have been used to optimize Emanuel's convective scheme (Emanuel *et al.* Živković-Rothman, 1999), to validate simulated isotopic com-

positions of water (Bony *et al.*, 2008) or to model tracer transport using a cloud-resolving model (Salzmann *et al.*, 2004).

In this study, we use the atmospheric GCM version discussed in Hourdin *et al.* (2012a,b) which is the atmospheric component of IPSL-CM5A climate model used in CMIP5. The model parameterization is close to that of the previous LMDZ4 version detailed in Hourdin *et al.* (2006) with an extension of the model to the stratosphere, increasing the vertical resolution to 39 layers (the grid is stretched near the surface : first grid point at 35 m and 8 grid points in the first kilometer; mean resolution of 800 m between 1 and 20 km, and last point at 40 km). As the SCM is forced by TOGA COARE data sets throughout the four months, simulated precipitation is in close agreement with available observations, as shown for daily precipitation in Figure A.2 (top). Transport and convective scavenging of aerosols are parameterized following section 2. Removals of tracers in stratiform clouds and by large-scale precipitation are also included in the model and are based on the parameterization of Reddy *et al.* (2004). The rate of conversion of cloud water to rainwater is recalculated with the GCM variables. Droplet shrinking by evaporation of precipitation is taken into account for the release of tracers. Tracer vertical advection is calculated from the forced vertical velocity. Horizontal advection is supposed to bring air of the same composition as the grid-cell air.

3.2 Radionuclide tracer

As its source is mainly located in the upper troposphere, ^7Be is an appropriate tracer for parameterization assessment purpose and for emphasizing the role of precipitation.

^7Be is a natural radionuclide (half-life of 53.3 days) and a useful tracer of the short-term atmospheric processes. It has a global continuous well-known source and is naturally produced by spallation reactions induced by high energy cosmic ray protons and neutrons on nitrogen and oxygen in the stratosphere and upper troposphere (Lal *et al.* 1967, hereinafter *LP67*). After its production, ^7Be attaches indiscriminately to ambient submicrometric aerosols (Bondietti *et al.*, 1987) and is transported by them. ^7Be is chemically nonreactive and may be considered as a passive tracer. It is removed by radioactive decay and by wet and dry deposition, although the dominating removal process is scavenging by convective and large-scale precipitation. Thus the mean residence times in the troposphere is ranging from 10 to 35 days (Shapiro

et Forbes-Resha, 1976; Bleichrodt, 1978; Koch *et al.*, 1996; Liu *et al.*, 2001). Despite the different temporal variabilities of this radionuclide concentration, reported in *LP67* and Koch *et al.* (1996), interannual ^7Be surface concentration variability is negligible as reported by Yoshimori (2005a).

In our model, the source of the radionuclide is an adaptation of *LP67* with constant concentrations depending on the latitude and the model layers but not on the solar activity. The initial tracer profile is taken from a previous GCM simulation (Heinrich *et al.* 2011) at 2°S and 155°E , location of the TOGA COARE.

3.3 Results

The numerical experiments have been performed over the period of four months. We focus on two different periods showing the alternation between active and suppressed phases of the MJO which are characterized by high and low convective intensity, respectively.

As described by Yanai *et al.* (2000), a first cloud cluster reached the experiment site in mid-December and was accompanied by heavy rainfalls as shown in Figure A.2. Convection slowed down around 25 December and diminished early January. Then the cluster drifted farther west and disappeared near 170°W around 10 January. The next period is associated with the MJO suppressed phase, and is characterized by moderate precipitation. Finally, a second cluster reached the site in early February, resulting in intense convection during this month but in less precipitation than in December. The staged convective development associated to the MJO is well detailed in Kikuchi *et al.* (2004).

The analysis of MJO periods by Chen *et al.* (1996), confirmed by the convection analysis in our simulations leads us to define the two periods as follows : from 20 December 1992 to 5 January 1993 for the active phase, from the 6 January to 26 January 1993 for the suppressed phase.

In order to study the contribution of convective scavenging in comparison to that of stratiform scavenging, and interaction of both convective and stratiform clouds on tracer distribution, two runs are made without and with convective scavenging, hereafter referred to as runs A and B, respectively. Another run is made without scavenging by stratiform precipitation and clouds (run C) in order to single out the role of convective transport. All the runs are made on the whole TOGA COARE experiment.

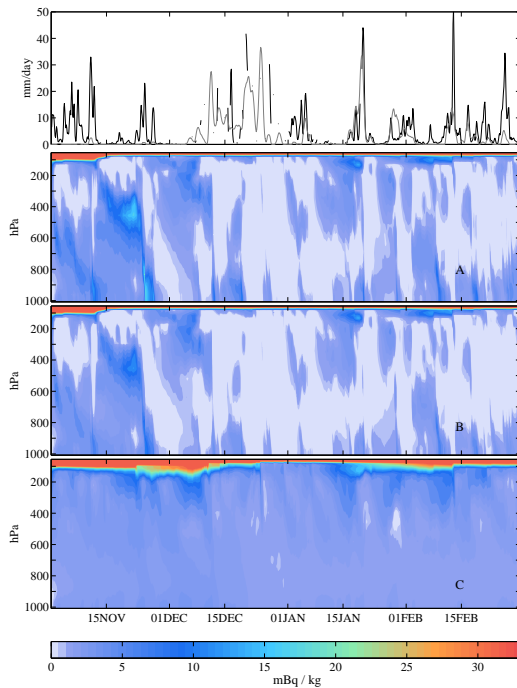


FIGURE A.2 – (top) Observed surface precipitation (black line) and simulated stratiform precipitation (gray line) (mm day^{-1}) over the four months of TOGA COARE : the difference between gray and black line give the convective precipitation. Below ${}^7\text{Be}$ concentrations (mBq kg^{-1}) simulated by LMDz SCM. At the middle, the convective scavenging was not activated (run A) whereas on the bottom it is (run B). Above 33 mBq kg^{-1} details on concentrations are not shown for concentrations of lower atmosphere to be displayed.

The three runs are detailed in Table A.1. All runs take into account removal of radionuclide tracers by radioactive decay, by dry deposition (dry deposition flux to the ground is assumed to be proportional to the aerosols concentration in the lowest model layer and to a velocity set to 0.1 cm s^{-1}), and transport by convective drafts.

The runs are illustrated in Figure A.2 showing the ${}^7\text{Be}$ concentration time series simulated for the two periods. Simulated concentrations in Figure A.2 show large temporal variations from the surface to the top of the troposphere, and large differences between the three runs in the whole troposphere. This highlights a strong cleansing by large-scale clouds and associated precipitation. Thereafter, only run B is studied in detail, but the vertical profile of the tracer is compared with the two other runs. The analysis of these results is based on :

TABLE A.1 – Runs and model parameters used in the runs

Run	Convective clouds	Stratiform clouds
A	transport by air	in-cloud scavenging, impaction by rain
B	transport by air, in-cloud scavenging, impaction by rain	in-cloud scavenging, impaction by rain
C	transport by air, in-cloud scavenging, impaction by rain	NONE

1. The comparison of the vertical distributions of simulated precipitation fluxes between the two periods (Figure A.3).

2. The comparison of tracer concentrations between the runs A and B (Figures A.4a, A.5a, right) and of tracer tendencies (Figures A.4a, A.5a, left) for each period. Convective tracer tendencies in the saturated drafts and in the unsaturated downdraft are represented separately. Both include the effect of precipitation and their sum is equal to the total convective tendency as defined in Eq. (A.1). Over the entire troposphere the tendency induced due to convective saturated drafts is owing almost entirely to the last two terms of Eq. (A.10a), viz the compensating subsidence and the scavenging terms (not shown). Large-scale tendency is separated into nucleation and impaction tendencies. Effect of large-scale precipitation evaporation is the difference between the total tendency and nucleation and impaction tendencies.

3. The comparison of the convective mass fluxes between the two periods (Figures A.4b, A.5b). The analysis is focused on the effect of both convection and large-scale precipitation on the tracer distribution. The contribution of other processes is not discussed.

Convection intensity is closely related to precipitation fluxes as shown in Figure A.3, where the suppressed phase, in the absence of a cluster, is characterized by low values of these fluxes from the surface to the top of the cloud, which is located around 18 km. The vertical precipitation flux gradient is also an indicator of precipitation behavior. A positive vertical gradient is associated with the evaporation of rain, which is likely to release tracers. For both phases, this positive gradient is the largest between the surface and 950 hPa.

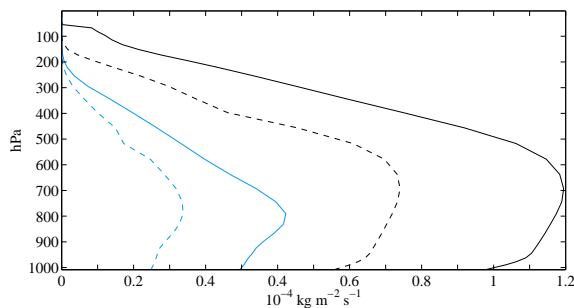


FIGURE A.3 – Simulated vertical profiles of convective (black) and large-scale (blue) precipitation flux ($10^{-4}\text{kg m}^{-2}\text{s}^{-1}$) during the active phase (solid line) and the suppressed phase (dashed line).

3.3.1 Active phase

The active phase is characterized by heavy rainfalls (Figures A.2 and A.3) and large convective fluxes (Figure A.4b). The cloud top is located above 100 hPa, where all mass fluxes become negligible. Whilst tendencies induced by large-scale and convective clouds and precipitation are of the same order of magnitude, adding the convective scavenging leads only to a 20% to 30% decrease of ^7Be concentration (Figure A.4a, right). At the base of the atmosphere, tracer release by precipitation evaporation increases the concentration.

In the upper troposphere (between 50 and 500 hPa, both large-scale and convective total tendencies are negative : large-scale condensation of water removes by nucleation tracers from the environment while deep convection detrains at these levels low level air with low ^7Be concentration. Large-scale clouds release tracer at lower levels by evaporation of their precipitation (mostly around 850 hPa) where the difference between the large-scale total tendency and the in-cloud large-scale scavenging tendency is largest.

Between 500 and 800 hPa, large-scale clouds still remove tracer by nucleation whereas deep convective processes tend to increase concentrations. The compensating subsidence (since the tendency induced by the saturated drafts is almost equal to the total convective tendency) explains most of the positive total convective tendency ; it brings down high concentrations from the upper troposphere to altitudes where the concentrations are lower (Figure A.4a, left).

Below 800 hPa, the conversion to precipitation is very weak in convective saturated drafts so that the convective tendency is only due to the effect of the compensating subsidence and of the unsaturated

downrafts. The vertical gradient of ^7Be concentration is zero in the well mixed boundary layer (below 950 hPa) and negative above, and so is the tendency due to saturated drafts. The tendency due to the unsaturated downdraft is weak above cloud base (950 hPa) and large below where precipitation evaporates at a high rate and the mass flux of the downdraft is strongly diverging (Fig. A.4b). This tendency increases rapidly close to the surface, reaching values as high as $0.03\text{mBq kg}^{-1}\text{h}^{-1}$.

Scavenging in large-scale clouds decreases from 800 hPa to 950 hPa where it reaches zero, but the decrease is not regular : precipitating clouds form between 900 hPa and 950 hPa. This cloud layer is associated with a minimum of relative humidity around 900 hPa (not shown), which yields the maximum evaporation of large-scale rain at 900 hPa.

Impaction by convective precipitation has little effect. Impaction scavenging by large-scale precipitation is very low (close to zero) compared to the other tendencies.

The mean wet deposit due to convective and large-scale precipitation is 1739 and $7531\text{mBq m}^{-2}\text{d}^{-1}$, respectively.

3.3.2 Suppressed phase

This period with weaker convection is characterized by moderate precipitation (Figure A.2) and smaller convective fluxes (Figure A.5) compared to the active phase. Most of the above mentioned processes are present but are attenuated as illustrated in Figure A.5. Scavenging of tracers occurs between the top cloud and 500 hPa (Figure A.5a, left) and is caused mainly by nucleation in large-scale and convective clouds. Precipitation of the unsaturated downdraft also removes tracers from the environment.

Between 500 and 750 hPa, the compensating subsidence brings down rich concentrations, the tendency induced by the convection is positive. Below, between 750 and 900 hPa, compensating subsidence brings down poor concentrations, the tendency induced by the convection is thus negative. Below 800 hPa, tracers release by evaporation in the unsaturated downdraft and by evaporation of large-scale precipitation yields larger concentrations of tracers as shown on Figure A.2 or in Figure A.5a (left). At the surface, this process produces the positive peak of the tendency in the unsaturated downdraft (Figure A.5a, left) and equals the positive tendency produced by the large scale precipitation evaporation. Release of tracers by evaporation

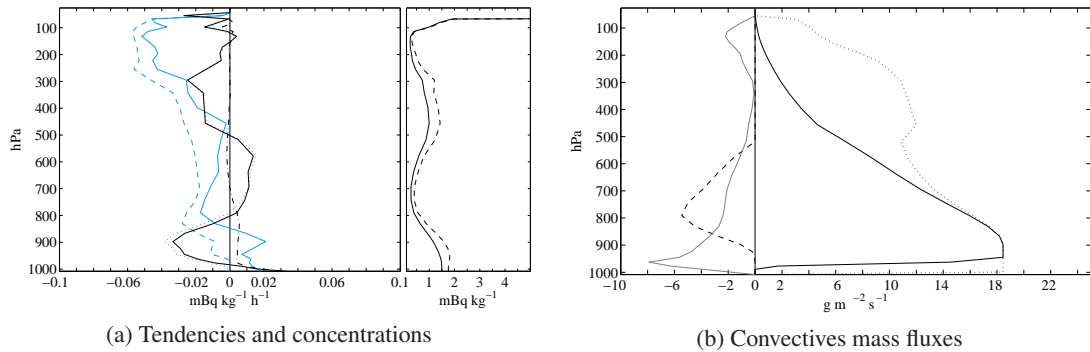


FIGURE A.4 – Active phase. **(a) (left)** Simulated vertical tendencies ($\text{mBq kg}^{-1} \text{h}^{-1}$) : total convective tendency of run B (solid black line) which is separated into two tendencies : saturated drafts with scavenging (black dotted line), unsaturated downdraft (black dashed line), total large scale tendency (blue solid line) separated into in-cloud scavenging (blue dashed line) (impaction scavenging is negligible and effect of evaporation is the difference between in-cloud scavenging and total tendencies) ; **(right)** the vertical profile of ^7Be concentration (mBq kg^{-1}) of the run A (dashed line), run B (solid line).

(b) Simulated convective mass fluxes ($\text{g m}^{-2} \text{s}^{-1}$) : adiabatic ascent (solid black line), saturated downdraft (dashed line), saturated updraft (dotted line) and unsaturated downdraft (gray line).

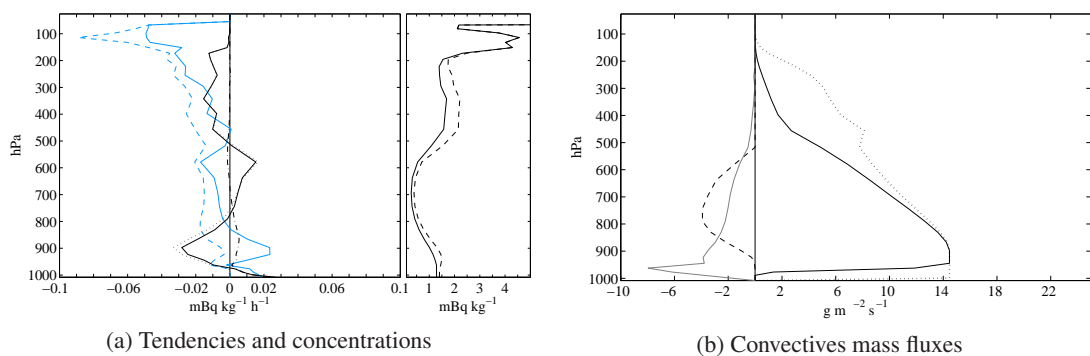


FIGURE A.5 – Suppressed phase during TOGA COARE. (a) same as Figure A.4a and (b) same as Figure A.4b.

has also a larger effect, in this phase, than compensating subsidence.

Again impaction scavenging is negligible.

The mean wet deposit due to convective and large-scale precipitation is 928 and 6226 mBq m⁻² d⁻¹, respectively.

3.3.3 Relative significance of processes at the surface

Mean convective and large-scale tendencies on Figures A.4 and A.5 show that tracer distribution is dependent of convective transport and scavenging as well as scavenging by large-scale clouds and associated precipitation. In the PBL, both of the tendencies are positive (Figure A.4 and A.5) during active and suppressed phases, and of the order of magnitude 0.5 mBq kg⁻¹ d⁻¹, i.e. 15 mBq kg⁻¹ month⁻¹. In contrast, mean surface concentration stays below 2 mBq kg⁻¹ (Figures A.4a, A.5a, right). This result from a balance between removal of tracer by entrainment into the saturated updraft, redistribution of PBL in upper layers of the troposphere and addition of tracers by evaporation of both convective and large-scale precipitation.

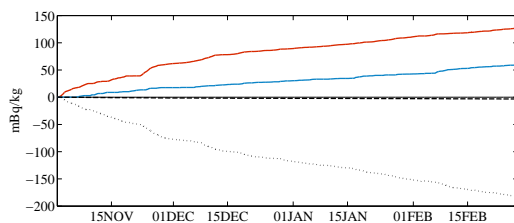


FIGURE A.6 – Cumulative tendencies in the first layer of the model (70 m) induced by convection (red), large-scale precipitation (blue), boundary layer (dotted line) and radioactive decay (dashed line) in the TOGA COARE case.

Cumulative tendencies underline the predominance of effects of deep convection on tracers close to the surface on the whole experiment despite the alternation of MJO phases : convective tendency is larger by a factor of two compared to large-scale tendency. The tendency induced by processes occurring in the PBL is equal to the opposite of the sum of both of the latter tendencies from whom the dry deposition is added (about 1 mBq kg⁻¹). Thus PBL balances effects induced by mechanisms associated with deep convection and large-scale clouds.

The average wet deposit during the whole TOGA COARE period is 1392 and 4405 mBq m⁻² d⁻¹ for the convective and large-scale precipitation, respectively.

3.3.4 Comparison with observations

Simulated ⁷Be concentrations are compared to daily averaged concentrations measured by a station located in Kavieng (150° E, 3° S), Papua New Guinea, close to the TOGA COARE Intensive Field Array. This station belongs to the International Monitoring System (IMS), developed in the framework of the Comprehensive Test Ban Treaty. The station has been measuring airborne aerosols and particles with very low-level radioactivity (Schulze *et al.*, 2000) since 2007. Measurements are erratic (there is no data during 2008, the first two months of 2010 and the second half of 2011). Nevertheless, as the interannual variability of ⁷Be surface concentration is of the order of the day to day variability, we compare simulations to interannual mean values and spread. Hence, Figure A.7 presents the comparison between TOGA COARE simulations with observations available between 2007 and 2011 over the four months NDJF.

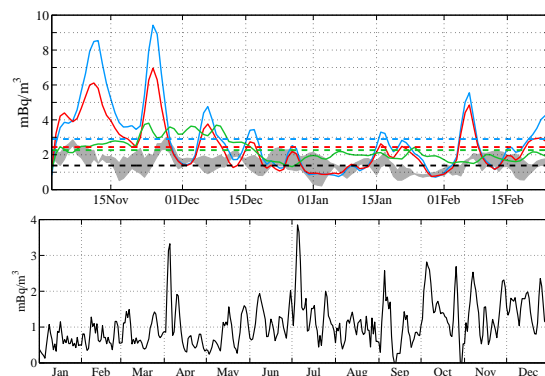


FIGURE A.7 – (top) Comparison of the daily simulated ⁷Be surface concentrations (blue : run A, red : run B and green : run C) and the CTBTO interannual minimum and maximum of the observations (the lower part of the shaded area corresponds to the minimum value of the data for each day, and the upper part corresponds to the maximum value) associated with their mean values in dashed lines over the 4 months of TOGA COARE.

(bottom) Surface concentrations of ⁷Be for 2007 measured at the IMS station located at 150° E, 3° S.

The main feature of deep convective transport as-

sociated with ${}^7\text{Be}$ is to displace these tracers from upper troposphere and to bring them down to lower layers of the atmosphere, and thus to increase the surface concentration. Moreover, release of tracer by evaporation of convective but mainly large-scale precipitation augments the concentration in the PBL.

Mean values of simulated concentrations with convective scavenging (2.42 mBq m^{-3}) are lower than those simulated without convective scavenging (2.90 mBq m^{-3}), approaching the mean value of interannual observations (1.38 mBq m^{-3}). Mean simulated surface concentrations in run C, without scavenging by stratiform clouds and rain, (2.26 mBq m^{-3}) is the lowest.

Peaks in runs A and B around the 10 and 25 November can be related to the large-scale scavenging in the upper troposphere and release in the lower layer which displace tracer to the surface. These peaks are higher than the range of measured concentrations (Figure A.7, bottom) and are, however, in the range of measured concentrations at other stations where MJO events happen (not shown here). It is worth noticing that large-scale and convective scavenging can, by themselves, lead to similar mean surface concentration and variability (Figures A.7: blue and green lines) During the heavy rainfalls, the second half of December, large-scale precipitation cleans the troposphere and reduces surface concentrations.

As shown by the evident decrease of surface concentrations during the active phase (between the 12 December until the half of January) tracer are more scavenged when heavy rainfalls occur i.e. MJO active phases. Conversely, during suppressed phases, light precipitation occurs and tracer concentration is higher.

4 GCM SIMULATIONS

In the GCM, physical processes are solved for each column separately, making it possible to use the new parameterization (paragraph 2.1 and 2.2) in the three-dimensional model. The 3D approach has the advantage of being able to simulate the transport of terrestrial radionuclides such as ${}^{210}\text{Pb}$, which was not the case in the SCM owing to specific conditions at the surface. Because of their contrasted sources at low and high altitudes, these two radionuclides are generally used in transport simulations as they are good indicators of vertical convective motions (Koch *et al.*, 1996), which characterize tropical regions.

The source of ${}^{210}\text{Pb}$ atoms is the radioactive decay product of ${}^{222}\text{Rn}$ which is emitted in the model from a soil reservoir 10 cm thick. The emission flux

of ${}^{222}\text{Rn}$ is prescribed to $1 \text{ atom cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ on continents. Because of their respective lifetimes (3.8 days for ${}^{222}\text{Rn}$ and 22 years for ${}^{210}\text{Pb}$), ${}^{210}\text{Pb}$ particles are continuously formed in the first layers of the model.

The GCM has been run over the 2007 year using the parameterization of section 2. Concentrations have been initialized from those calculated by a three months run, to avoid underestimation of concentrations compared to measurements during the first months of the 2007 year. The GCM simulation has been performed with a horizontal resolution of 3.75° in longitude and 1.875° in latitude. On the vertical the model uses, as the SCM version, 39 levels. GCM horizontal winds are nudged toward analyzed 6 hourly time wind fields of the European Centre for Medium-Range Weather Forecasts (ERA-Interim). As in the SCM study, simulations are performed turning on or off convective scavenging and results are compared with observations. Unlike SCM simulations, we use the large-scale scavenging parametrization of Preiss *et Genthon* (1997), inspired by the one of Radke *et al.* (1980), in which nucleation and impaction scavenging is calculated by integrating the quantity of tracer scavenged by either condensation or precipitation impaction. Release by evaporation of large-scale precipitation is not taken into account.

The goal here is not to validate or to calibrate the new parameterization but rather to test it at a global scale and particularly in tropical regions. Surface concentrations in the tropics are illustrated (Figure A.8) by daily averaged concentrations of ${}^{210}\text{Pb}$ and ${}^7\text{Be}$ at the IMS station of Tahiti (French Polynesia), which presents a nearly full set of observations during the 2007 year.

As expected for stations located outside the Inter Tropical Convergence Zone (ITCZ), the main effect of convective scavenging is to decrease concentrations of both radionuclides all over the year. In the absence of this process, the yearly averaged concentrations of ${}^{210}\text{Pb}$ and ${}^7\text{Be}$ (0.18 and 7 mBq m^{-3} , respectively) are largely overestimated compared to observations (0.06 and 4 mBq m^{-3}). The new parameterization reduces concentrations of ${}^{210}\text{Pb}$ and ${}^7\text{Be}$ to 0.10 and 5 mBq m^{-3} , respectively, which has been hypothesized by Heinrich *et Jamelot* (2011). Contrary to the TOGA COARE case, aerosol release by evaporation of convective precipitation is not dominant at this station, as confirmed by the analysis of tracer tendencies. Maps of concentration (not shown) emphasize the major role of evaporation within ITCZ and yields high peaks of ${}^7\text{Be}$ during intense convective periods.

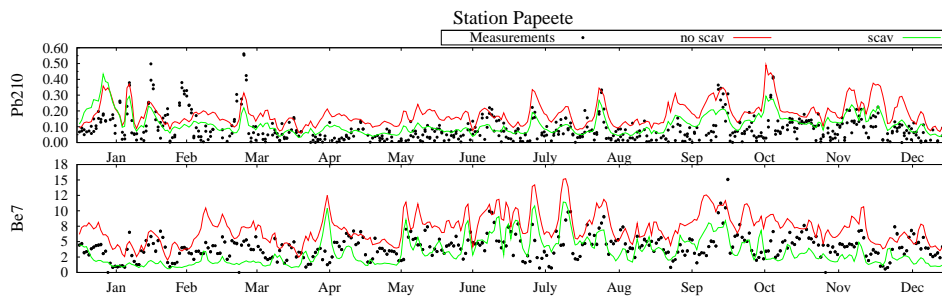


FIGURE A.8 – Time series for the year 2007 of daily measured concentrations (dots) and simulated daily concentrations in mBq m^{-3} of ^7Be and ^{210}Pb (red line : without convective scavenging, green : with convective scavenging) at Tahiti station.

Tracers in precipitation ^7Be concentration in precipitation have been recently measured by Heikkilä *et al.* (2008) over Switzerland. Simulated ^7Be monthly concentration in precipitation at those locations are compared to the observations and are shown on Figure A.9. They removed the seasonality from the data with a 13-month low-pass Fourier filter. The mean value of the observation at Jungfraujoch and Dübendorf are 8200 and 12200 atoms g^{-1} , respectively.

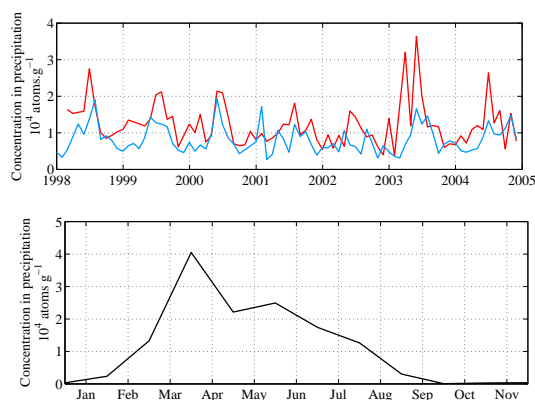


FIGURE A.9 – (Top) Concentration in precipitation of ^7Be measured by Heikkilä *et al.* (2008) at Jungfraujoch (blue) and at Dübendorf (red) in Switzerland. (Bottom) Simulated concentration in convective precipitation for 2007 at the same location (owing to the LMDz GCM resolution, both of the locations are in the same grid cell).

In their study, they conclude that the seasonality of the measured radionuclide is similar to the precipitation rate. This allows us to compare the concentrations of ^7Be with their measured. Owing to the duration of the three-dimensional simulation, we look at the ^7Be

concentrations in precipitation of the previous simulation at the same location in Switzerland.

The annual cycle is well captured, with larger concentration during summertime and lower concentration during wintertime. Concentrations are of the same order of magnitude during summer, unlike winter during which concentrations are low (almost zero) : the large-scale scavenging parametrization (Preiss *et Genthon*, 1997) used in the simulation does not provide the tracer concentration in precipitation. The large amount of tracer in precipitation during summer is correlated with the simulated precipitation (not shown here) which is mostly convective during this period.

5 CONCLUSIONS

A new parametrization of aerosol scavenging has been implemented in Emanuel's deep convective scheme. It makes it possible to analyze separately the effects of various components of the convective process onto the concentration of tracers attached to aerosols : the transport in the convective drafts, the scavenging in the saturated drafts, the redistribution of aerosols by detrainment and by precipitation evaporation and the elimination of aerosols by precipitation to the surface. Transport and scavenging have been evaluated using the single-column version of the LMDZ GCM in simulations of the four months long TOGA COARE case over ocean. Thanks to its high troposphere origin, ^7Be is an ideal tracer for investigating the mechanisms which move aerosols downwards : precipitation processes, convective compensating subsidence and convective unsaturated downdrafts. The simulated mean concentration of ^7Be are close to observations over the four month period, which allows their use for

a better understanding of the respective roles of processes responsible for the vertical distribution of ^7Be .

It appears that the effect of large scale cloud formation and related precipitation process interact strongly with the effect of deep convection processes. SCM results indicate that in-cloud scavenging, both by convective and large scale processes, plays a significant role on high tropospheric tracer distribution, with a strong negative tendency. On the contrary, below-cloud evaporation plays a significant role on surface concentration with a strong positive tendency. The compensating subsidence of deep convection, by bringing down air rich in ^7Be , has a positive effect on tracer concentration in the mid-troposphere. Large-scale clouds also move down tracers after successive nucleation and evaporation of precipitation. Convective impaction has a minor impact on environmental tracers and impaction from large scale precipitation is negligible.

Overall, large-scale nucleation scavenging appears to be more efficient to clean the atmosphere than moist convection. However, it is possible that in our SCM large-scale clouds and precipitation are too dominant and replace convection. Although large-scale scavenging has a major influence on aerosol cleaning in the troposphere, tracer release by evaporation of convective precipitation dominates in the PBL.

The study only focused on oceanic moist convection. Continental convection displays deeper and more intense updrafts. Moreover it is expected to yield stronger low level evaporation. Both features should make the role of deep convection more prominent over land than over ocean.

As 3D GCM simulations are likely to represent better the complexity of tropical convective systems, the new scheme has been also introduced and tested in the atmospheric general circulation model LMDz, using two natural radionuclides, ^{210}Pb and ^7Be . Due to their opposite sources, this couple of radionuclides should provide constraints on the parameterization of convective scavenging. Preliminary results encourage us to carry on the validation and calibration of this parameterization in the GCM.

Bibliographie

- Abdul-Razzak, S. et Ghan, S. J., 1998 : A parameterization of aerosol activation : 1. single aerosol type. *J. Geophys Res.*, **103 (D6)**, 6123. 69
- , 2000 : A parameterization of aerosol activation : 2. Multiple aerosol types. *J. Geophys Res.*, **105 (D5)**, 6837–6844. 70
- Andreae, M. et Rosenfeld, D., 2008 : Aerosol-cloud-precipitation interactions. part 1. the nature and sources of cloud-active aerosols. *Earth-Science Reviews*, **89 (1–2)**, 13–41. 18, 116
- Andronache, C., 2003 : Estimated variability of below-cloud aerosol removal by rainfall for observed aerosol size distributions. *Atmospheric Chemistry and Physics*, **3 (1)**, 131–143. 109
- Arakawa, A., 2004 : The Cumulus Parameterization Problem : Past, Present, and Future. *Journal of Climate*, **17**, 2493–2525. 5, 35
- Arakawa, A. et Schubert, W. H., 1974 : Interaction of a cumulus cloud ensemble with the large-scale environment, Part I. *J. Atmos. Sci.*, **31**, 674–701. 35
- Asa-Awuku, A. et Nenes, A., 2007 : Effect of solute dissolution kinetics on cloud droplet formation : Extended koehler theory. *J. Geophys Res.*, **112 (D22201)**. 70
- Balkanski, Y. J., Jacob, D. J., Gardner, G., Graustein, W. C. et Turekian, K. K., 1993 : Transport and residence times of tropospheric aerosols inferred from a global three-dimensional simulation of ^{210}Pb . *J. Geophys. Res.*, **98(D11)**, 20,573–20,586. 5, 116
- Barahona, D. et Nenes, A., 2007 : Parameterization of cloud droplet formation in large scale models : Including effects of entrainment. *J. Geophys Res.*, **112 (D16206)**. 70
- Barahona, D., Sotiropoulou, R. et Nenes, A., 2011 : Global distribution of cloud droplet number concentration, autoconversion rate, and aerosol indirect effect under diabatic droplet activation. *J. Geophys Res.*, **116**, D09203. 70, 109
- Baskaran, M., 1995 : A search for the seasonal variability on the depositional fluxes of ^7Be and ^{210}Pb . *J. Geophys. Res.*, **100 (D2)**, 2833. 28
- Beard, K. V., 1992 : Ice initiation in warm-base convective clouds : An assessment of microphysical mechanisms. *Atmospheric Research*, **28 (2)**, 125 – 152. 69
- Beard, K. V. et Pruppacher, H. R., 1969 : A determination of the terminal velocity and drag of small water drops by means of a wind tunnel. *J. Atmos. Sci.*, **26**, 1066–1072. 70, 109
- Beer, J., Oeschger, H., Andrée, M., Bonani, G., Suter, M. *et al.*, 1984 : Temporal variations in the ^{10}Be concentration levels found in the Dye 3 ice core, Greenland. *Annals of Glaciology*, **5**, 16–17. 111
- Benioff, P. A., 1956 : Cosmic-ray production rate and mean removal time of beryllium-7 from the atmosphere. *Phys. Rev.*, **104**, 1122–1130. 29

- Bleichrodt, J., 1978 : Mean tropospheric residence time of cosmic-ray-produced beryllium 7 at north temperate latitudes. *J. Geophys Res.*, **83 (C6)**, 3058–3062. 26, 122
- Blyth, A. M., Cooper, W. A. et Jensen, J. B., 1988 : A study of the source of entrained air in montana cumuli. *J. Atmos. Sci.*, **45**, 3944–3964. 44
- Boe, B. A., Stith, J., Smith, P., Hirsch, J., Helsdon, J. *et al.*, 1992 : The North Dakota thunderstorm project : a cooperative study of high plains thunderstorms. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **73 (2)**, 145–160. 3
- Bohren, C., 1987 : *Clouds in a Glass of Beer : Simple Experiments in Atmospheric Physics*. Dover science books. Dover. 19
- Bondietti, E., Brantley, J. et Rangarajan, C., 1987 : Size distributions and growth of natural and Chernobyl-derived submicron aerosols in tennessee. *Journal of Environmental Radioactivity*, **6 (2)**, 99 – 120. 30, 122
- Bony, S. et Emanuel, K., 2001 : A parameterization of the cloudiness associated with cumulus convection ; evaluation using TOGA COARE data. *J. Atmos. Sci.*, **58**, 3158–3183. 49, 71, 72, 117
- Bony, S., Risi, C. et Vimeux, F., 2008 : Influence of convective processes on the isotopic composition ($\delta^{18}\text{O}$ and δD) of precipitation and water vapor in the tropics : 1. Radiative-convective equilibrium and Tropical Ocean-Global Atmosphere-Coupled Ocean-Atmosphere response experiment (TOGA-COARE) simulations. *J. Geophys Res.*, **113**, D19305. 84, 122
- Boucher, O. et Pham, M., 2002 : History of sulfate aerosol radiative forcings. *Geophysical Research Letters*, **29 (9)**, 22–1–22–4. 3
- Bousquet, P., Ciais, P., Monfray, P., Balkanski, Y., Ramonet, M. *et al.*, 2011 : Influence of two atmospheric transport models on inferring sources and sinks of atmospheric CO_2 . *Tellus B*, **48 (4)**. 3
- Brenguier, J.-L. et Chaumat, L., 2001 : Droplet spectra broadening in cumulus clouds. Part I : Broadening in adiabatic cores. *J. Atmos. Sci.*, **58**, 628–641. 19, 109
- Brost, R. A., Feichter, J. et Heimann, M., 1991 : Three-dimensional simulation of ^{7}Be in a global climate model. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, **96 (D12)**, 22423–22445. 5
- Caillet, S., Arpagaus, P., Monna, F. et Dominik, J., 2001 : Factors controlling ^{7}Be and ^{210}Pb atmospheric deposition as revealed by sampling individual rain events in the region of geneva, switzerland. *Journal of Environmental Radioactivity*, **53 (2)**, 241 – 256. 30
- Chadwick, J., 1932 : The existence of a neutron. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A*, **136 (830)**, 692–708. 25
- , 1933 : Bakerian lecture. the neutron. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A*, **142 (846)**, 1–25. 25
- Chen, S. S. et Houze, R. A., 1997 : Diurnal variation and life-cycle of deep convective systems over the tropical pacific warm pool. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **123 (538)**, 357–388. 14

- Chen, S. S., Jr., R. A. H. et Mapes, B. E., 1996 : Multiscale variability of deep convection in relation to large-scale circulation in TOGA COARE. *J. Atmos. Sci.*, **53**, 1380–1409. [82](#), [121](#), [122](#)
- Ciesielski, P. E., Johnson, R. H., Haertel, P. T. et Wang, J., 2003 : Corrected TOGA COARE Sounding Humidity Data : Impact on Diagnosed Properties of Convection and Climate over the Warm Pool. *Journal of Climate*, **16**, 2370–2384. [121](#)
- Cleveland, B. T., Daily, T., Raymond Davis, J., Distel, J. R., Lande, K. *et al.*, 1998 : Measurement of the solar electron neutrino flux with the homestake chlorine detector. *The Astrophysical Journal*, **496 (1)**, 505. [25](#)
- Croft, B., Lohmann, U., Martin, R. V., Stier, P., Wurzler, S. *et al.*, 2010 : Influences of in-cloud aerosol scavenging parameterizations on aerosol concentrations and wet deposition in ECHAM5-HAM. *Atmospheric Chemistry and Physics*, **10 (4)**, 1511–1543. [109](#), [116](#)
- Davis, C., 2008 : Prediction of Landfalling Hurricanes with the Advanced Hurricane WRF Model. *Mon. Wea. Rev.*, **136**, 1990–2005. [4](#)
- Delmas, R., 1992 : Free tropospheric reservoir of natural sulfate. *Journal of Atmospheric Chemistry*, **14**, 261–271. [111](#)
- Dufresne, J.-L., Foujols, M.-A., Denvil, S., Caubel, A., Marti, O. *et al.*, 2013 : Climate change projections using the IPSL-CM5 Earth System Model : from CMIP3 to CMIP5. *Clim. Dynamics*. [4](#)
- Dutkiewicz, V. et Husain, L., 1985 : Stratospheric and tropospheric components of ^7Be in surface air. *J. Geophys. Res.*, **90 (D3)**, 5783–5788. [29](#)
- Ekman, A. M. L., Engström, A. et Söderberg, A., 2010 : Aerosol effects on deep convective clouds : impact of changes in aerosol size distribution and aerosol activation parameterization. *Atmospheric Chemistry and Physics Discussions*, **10 (3)**, 6341–6374. [109](#)
- El-Hussein, A., 1996 : Unattached fractions, attachment and deposition rates of radon progeny in indoor air. *Applied Radiation and Isotopes*, **47 (5/6)**, 515 – 523. [28](#)
- Emanuel, K., 1991 : A scheme for representing cumulus convection in large scale models. *J. Atmos. Sci.*, **48 (21)**, 2313–2329. [37](#), [40](#), [43](#), [45](#), [51](#), [53](#), [116](#), [117](#), [120](#), [121](#)
- , 1993 : A cumulus representation based on the episodic mixing model : the importance of mixing and microphysics in predicting humidity. In *The representation of cumulus convection in numerical models*, volume 24 of *Meteorological Monographs*, pp. 185–192. American Meteorological Society, Boston USA. [43](#)
- Emanuel, K. et Živković-Rothman, M., 1999 : Development and evaluation of a convection scheme for use in climate models. *J. Atmos. Sci.*, **56**, 1766–1782. [48](#), [84](#), [116](#), [121](#)
- Facy, L., 1960 : Les mécanismes naturels de lessivage de l'atmosphère. *Geofisica pura e applicata*, **46**, 201–215. [21](#)
- Feingold, G. et Heymsfield, A. J., 1992 : Parameterizations of condensational growth of droplets for use in general circulation models. *J. Atmos. Sci.*, **49**, 2325–2342. [70](#)

- Folkens, I., Bernath, P., Boone, C., Donner, L. J., Eldering, A. *et al.*, 2006 : Testing convective parameterizations with tropical measurements of hno₃, co, h₂o, and o₃ : Implications for the water vapor budget. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, **111 (D23)**, n/a–n/a. 110
- Foote, G. B. et Du Toit, P. S., 1969 : Terminal velocity of raindrops aloft. *J. Appl. Meteor*, **8**, 249–253. 70
- Fountoukis, C. et Nenes, A., 2005 : Continued development of a cloud droplet formation parameterization for global climate models. *J. Geophys Res.*, **110 (D11)**. 70
- Fowler, L. D. et Randall, D. A., 1996 : Liquid and Ice Cloud Microphysics in the CSU General Circulation Model. Part II : Impact on Cloudiness, the Earth's Radiation Budget, and the General Circulation of the Atmosphere. *Journal of Climate*, **9**, 530–560. 38
- Ghan, S. J., Leung, L. R. et Hu, Q., 1997 : Application of cloud microphysics to NCAR community climate model. *J. Geophys Res.*, **102**, 16,507–16,527. 38
- Giorgi, F. et Chameides, L. W., 1986 : Rainout lifetimes of highly soluble aerosols and gases as inferred from simulations with a general circulation model. *J. Geophys. Res.*, **91 (D13)**, 14,367–14,376. 74, 116
- Grandpeix, J.-Y. et Lafore, J.-P., 2008 : A density current parameterization coupled with Emanuel's convection scheme : Part I : The Models. *J. Atmos. Sci.*, **65**, 407–425. 110
- Grandpeix, J.-Y., Lafore, J.-P. et Cheruy, F., 2010 : A density current parameterization coupled with Emanuel's convection scheme. Part II : 1D Simulations. *J. Atmos. Sci.*, **67**, 881–897. 110
- Grandpeix, J.-Y., Phillips, V. et Tailleux, R., 2004 : Improved mixing representation in Emanuel's convection scheme. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **130 (604)**, 3207–3222. 54, 110
- Greenfield, S. M., 1957 : Rain scavenging of radioactive particulate matter from the atmosphere. *J. Meteor*, **14**, 115–125. 22
- Guichard, F., Petch, J. C., Redelsperger, J.-L., Bechtold, P., Chaboureaud, J.-P. *et al.*, 2004 : Modelling the diurnal cycle of deep precipitating convection over land with cloud-resolving models and single-column models. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **130 (604)**, 3139–3172. 91, 110
- Heikkilä, U., Beer, J. et Alfimov, V., 2008 : Beryllium-10 and beryllium-7 in precipitation in dübendorf (440 m) and at jungfrauoch (3580 m), switzerland (1998–2005). *J. Geophys. Res.*, **113**. 29, 90, 101, 128
- Heinrich, P., Coindreau, O., Grillon, Y., Blanchard, X. et Gross, P., 2007 : Simulation of the atmospheric concentrations of ²¹⁰Pb and ⁷Be and comparison with daily observations at three surface sites. *Atmospheric Environment*, **41 (31)**, 6610 – 6621. 29
- Heinrich, P. et Jamelot, A., 2011 : Atmospheric transport simulation of ²¹⁰Pb and ⁷Be by the LMDz general circulation model and sensitivity to convection and scavenging parameterization. *Atmospheric Research*, **101 (1–2)**, 54–66. 5, 29, 82, 116, 122, 127

- Hinds, W., 1982 : *Aerosol Technology : Properties, Behavior, and Measurement of Airborne Particles*. A Wiley-Interscience Publication. John Wiley & Sons. 17
- Hourdin, F., 2002 : Représentation du transport direct et inverse dans les modèles globaux de climat et étude des couplages entre composition et dynamique atmosphérique sur Titan. HDR. 39, 110
- Hourdin, F. et Armengaud, A., 1999 : The use of finite-volume methods for atmospheric advection of trace species. Part I : Test of various formulations in a general circulation model. *Monthly Weather Review*, **127**, 822–837. 39
- Hourdin, F., Foujols, M.-A., Codron, F., Guemas, V., Dufresne, J.-L. *et al.*, 2012a : Climate and sensitivity of the IPSL-CM5A coupled model : impact of the LMDZ atmospheric grid configuration. *Climate Dynamics*, **special issue**. 81, 122
- Hourdin, F., Grandpeix, J.-Y., Rio, C., Bony, S., Jam, A. *et al.*, 2012b : LMDZ5B : the atmospheric component of the IPSL climate model with revisited parameterizations for clouds and convection. *Climate Dynamics*, pp. 1–30. 37, 81, 110, 122
- Hourdin, F., Musat, I., Bony, S., Braconnot, P., Codron, F. *et al.*, 2006 : The LMDZ4 general circulation model : climate performance and sensitivity to parametrized physics with emphasis on tropical convection. *Climate Dynamics*, **27**, 787–813. 37, 38, 46, 81, 116, 122
- Houze, R. A., 2004 : Mesoscale convective systems. *Reviews of Geophysics*, **42 (4)**. 14
- Jacob, D. J., Prather, M. J., Wofsy, S. C. et McElroy, M. B., 1987 : Atmospheric distribution of ⁸⁵Kr simulated with a general circulation model. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, **92 (D6)**, 6614–6626. 3
- Jam, A., Hourdin, F., Rio, C. et Couvreur, F., 2011 : Resolved versus parametrized boundary-layer plumes. Part III : a diagnostic boundary-layer cloud parameterization derived from large eddy simulations. *submitted to BLM*. 110
- Kessler, E., 1969 : *On the Distribution and Continuity of Water Substance in Atmospheric Circulations*, volume 10 of *Meteorological monographs* : 32. American Meteorological Society. 70, 72, 109
- Kikuchi, K. et Takayabu, Y. N., 2004 : The development of organized convection associated with the MJO during TOGA COARE IOP : Trimodal characteristics. *Geophysical Research Letters*, **31**. 122
- Klemp, J. B. et Wilhelmson, R. B., 1978 : The simulation of three-dimensional convective storm dynamics. *J. Atmos. Sci.*, **35**, 1070–1096. 57
- Koch, D., Jacob, D. et Graustein, W., 1996 : Vertical transport of tropospheric aerosols as indicated by ⁷Be and ²¹⁰Pb in a chemical tracer model. *J. Geophys Res.*, **101 (18)**, 18,651–18,666. 5, 28, 29, 110, 116, 122, 127
- Koch, D. M. et Mann, M. E., 1996 : Spatial and temporal variability of ⁷Be surface concentrations. *Tellus B*, **48 (3)**, 387–396. 28, 122
- Kovaltsov, G. A. et Usoskin, I. G., 2010 : A new 3D numerical model of cosmogenic nuclide ¹⁰Be production in the atmosphere. *Earth and Planetary Science Letters*, **291 (1–4)**, 182 – 188. 28

- Krey, P. et Nicholson, K., 2001 : Atmospheric sampling and analysis for the detection of nuclear proliferation. *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, **248**, 605–610. [3](#)
- Kritz, M. A., Rosner, S. W., Danielsen, E. F. et Selkirk, H. B., 1991 : Air mass origins and troposphere-to-stratosphere exchange associated with mid-latitude cyclogenesis and tropopause folding inferred from ^7Be measurements. *J. Geophys. Res.*, **96 (D9)**, 17,405–17,414. [29](#)
- Köhler, H., 1936 : The nucleus in and the growth of hygroscopic droplets. *Trans. Faraday Soc.*, **32**, 1152–1161. [20](#)
- Lal, D., Malhotra, P. et Peters, B., 1958 : On the production of radioisotopes in the atmosphere by cosmic radiation and their application to meteorology. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, **12 (4)**, 306 – 328. [29](#)
- Lal, D. et Peters, B., 1967 : Cosmic ray produced radioactivity on the earth. In *Handbuch der Physik*, edited by K. Sitte, volume 46, pp. 551–612. Springer-Verlag. [25](#), [26](#), [27](#), [28](#), [29](#), [122](#)
- Land, C. et Feichter, J., 2003 : Stratosphere-troposphere exchange in a changing climate simulated with the general circulation model MAECHAM4. *J. Geophys. Res.*, **108 (D12)**, 8523. [29](#)
- Lange, C., 1994 : Size distribution of atmospheric particles containing beryllium-7. *J. Aerosol Sci. Suppl. 1*, **25**, S55–S56. [30](#)
- Lawrence, M. G. et Rasch, P. J., 2005 : Tracer transport in deep convective updrafts : plume ensemble versus bulk formulations. *J. Atmos. Sci.*, **62**, 2880–2894. [116](#)
- Lazarus, S. M., Krueger, S. K. et Mace, G. G., 2000 : A cloud climatology of the Southern Great Plains ARM CART. *Journal of Climate*, **13**, 1762–1775. [91](#)
- Le Treut, H. et Li, Z.-X., 1991 : Sensitivity of an atmospheric general circulation model to prescribed sst changes : feedback effects associated with the simulation of cloud optical properties. *Climate Dynamics*, **5**, 175–187. [38](#), [71](#), [72](#)
- Liu, H., Jacob, D., Bey, I. et Yantosca, R., 2001 : Constraints from ^{210}Pb and ^7Be on wet deposition and transport in a global three-dimensional chemical tracer model driven by assimilated meteorological fields. *J. Geophys. Res.*, **106**, 12,109–12,128. [5](#), [29](#), [116](#), [122](#)
- Liu, S. C., McAfee, J. R. et Cicerone, R. J., 1984 : Radon 222 and tropospheric vertical transport. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, **89 (D5)**, 7291–7297. [110](#)
- Lohmann, U. et Roeckner, E., 1996 : Design and performance of a new cloud microphysics scheme developed for the echam general circulation model. *Climate Dynamics*, **12**, 557–572. [38](#)
- Long, A. B., 1974 : Solutions to the droplet collection equation for polynomial kernels. *J. Atmos. Sci.*, **31**, 1040–1052. [69](#)
- Lujaniené, G., Ogorodnikov, B. et Budyka, A., 2001 : Size distribution and chemical associations of cosmogenic and artificial radionuclides in ambient aerosols. *Journal of Aerosol Science*, **32 (1)**, S535–S536. [30](#)
- Madden, R. A. et Julian, P. R., 1971 : Detection of a 40-50 day oscillation in the zonal wind in the tropical Pacific. *J. Atmos. Sci.*, **28**, 702–708. [82](#)

- , 1972 : Description of global-scale circulation cells in the tropics with a 40-50 day period. *J. Atmos. Sci.*, **29**, 1109–1123. 82
- Mahowald, N. M., Rasch, P. J. et Prinn, G. R., 1995 : Cumulus parameterizations in chemical transport models. *J. Geophys Res.*, **100**, 26,173–26,189. 5, 116
- Marley, N. A., Gaffney, J. S., Drayton, P. J., Cunningham, M. M., Orlandini, K. A. *et al.*, 2000 : Measurement of 210pb, 210po, and 210bi in size-fractionated atmospheric aerosols : An estimate of fine-aerosol residence times. *Aerosol Science and Technology*, **32 (6)**, 569–583. 30
- Marshall, J. S. et Palmer, W. M., 1948 : The distribution of raindrops with size. *J. Meteor.*, **5 (4)**, 195–166. 70
- Martin, P., 2003 : Uranium and thorium series radionuclides in rainwater over several tropical storms. *Journal of Environmental Radioactivity*, **65 (1)**, 1 – 18. 29, 30
- Masarik, J. et Beer, J., 1999 : Simulation of particle fluxes and cosmogenic nuclide production in the earth's atmosphere. *J. Geophys. Res.*, **104 (D10)**, 12099–12111. 28
- May, P. T., Mather, J. H., Vaughan, G., Jakob, C., McFarquhar, G. M. *et al.*, 2008 : The Tropical Warm Pool International Cloud Experiment. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **89**, 629–645. 85
- Mircea, M., Stefan, S. et Fuzzi, S., 2000 : Precipitation scavenging coefficient : influence of measured aerosol and raindrop size distributions. *Atmospheric Environment*, **34 (29–30)**, 5169 – 5174. 64, 70, 109, 121
- Miyake, Y. et Ohtsuka, Y., 1964 : Beryllium-7 in rain water. *Pap. Met. Geophys.*, **15**, 89–92. 29
- Mohamed, A., 2005 : Activity size distributions of some naturally occurring radionuclides 7be, 40k and 212pb in indoor and outdoor environments. *Applied Radiation and Isotopes*, **62 (5)**, 751 – 757. 30
- Mohery, M., El-Hussein, A., Alddin, S. H. et Al Howaity, S., 2012 : Unattached fractions, attachment and deposition rates of radon progeny in indoor air. *International Journal of Physical Sciences*, **7 (29)**, 5089–5096. 28
- Mossop, S. C. et Hallet, J., 1974 : Ice crystal concentration in cumulus clouds : Influence of the drop spectrum. *Science*, **186 (4164)**, 632–634. 69
- Nagai, H., Tada, W. et Kobayashi, T., 2000 : Production rates of 7be and 10be in the atmosphere. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, **172 (1-4)**, 796 – 801. 27, 28
- Nair, R. D. et Lauritzen, P. H., 2010 : A class of deformational flow test cases for linear transport problems on the sphere. *J. Comput. Phys.*, **229 (23)**, 8868–8887. 3
- O'Brien, K., 1999 : Secular variations in the production of cosmogenic isotopes in the earth's atmosphere. *J. Geophys. Res.*, **84 (A2)**, 423. 26, 28
- Ogura, Y. et Takahashi, T., 1971 : Numerical simulation of the life cycle of a thunderstorm cell. *Monthly Weather Review*. 57

- Pagelkopf, P. et Porstendörfer, J., 2003 : Neutralisation rate and the fraction of the positive 218po-clusters in air. *Atmospheric Environment*, **37 (8)**, 1057 – 1064. 28
- Papastefanou, C., 2006 : Residence time of tropospheric aerosols in association with radioactive nuclides. *Applied Radiation and Isotopes*, **64 (1)**, 93 – 100. 26
- , 2009 : Beryllium-7 aerosols in ambient air. *Aerosol and Air Quality Research*, **9 (2)**, 187 – 197. 30
- Papastefanou, C. et Ioannidou, A., 2004 : Beryllium-7 and solar activity. *Applied Radiation and Isotopes*, **61 (6)**, 1493 – 1495. 26
- Phillips, G., 2001 : Correlation of upper-atmospheric ^7Be with solar energetic particle events. *Geophys. Res. Lett.*, **28 (5)**, 939–942. 26
- Preiss, N. et Genthon, C., 1997 : Use of a new database of lead 210 for global aerosol model validation. *J. Geophys. Res.*, **102 (D21)**, 25347. 29, 127, 128
- Pruppacher, H. et Klett, J., 1996 : *Microphysics of Clouds and Precipitation*. Atmospheric and Oceanographic Sciences Library. Springer. 19, 21, 64, 69, 70, 76, 109, 121
- Radke, L. F., Hobbs, P. V. et Eltgroth, M. W., 1980 : Scavenging of aerosol particles by precipitation. *J. Appl. Meteor.*, **19**, 715–722. 127
- Raisbeck, G., Yiou, F., Fruneau, M., Loiseaux, J., Lieuvin, M. *et al.*, 1981 : Cosmogenic $^{10}\text{Be}/^7\text{Be}$ as a probe of atmospheric transport processes. *Geophysical Research Letters*, **8 (9)**, 1015. 29
- Raisbeck, G., Yiou, F., Jouzel, J. et Petit, J., 1990 : ^{10}Be and $\delta^2\text{h}$ in polar ice cores as a probe of the solar variability's influence on climate. *Phil. Trans. R. Soc. London*, **A 330**, 463–470. 111
- Rasch, P. J., Feichter, J., Law, K., Mahowald, N., Penner, J. *et al.*, 2000 : A comparison of scavenging and deposition processes in global models : results from the WCRP Cambridge workshop of 1995. *Tellus B*, **52 (4)**, 1025–1056. 5, 116
- Raymond, D. J. et Blyth, A. M., 1986 : A stochastic mixing model for nonprecipitating cumulus clouds. *J. Atmos. Sci.*, **43**, 2708–2718. 43, 44
- Reddy, S. et Boucher, O., 2004 : A study of the global cycle of carbonaceous aerosols in the LMDZT general circulation model. *J. Geophys. Res.*, **109**. 71, 74, 75, 76, 77, 116, 122
- Reineking, A. et Porstendörfer, J., 1995 : Time variations of size distributions of aerosol-attached activities of ^{212}Pb , ^{210}Pb and ^7Be in the outdoor atmosphere. In *Natural Radiation Environment VI*, p. 199. Clarkson University, Potsdam, NY. 30
- Renoux, A. et Boulaud, D., 1998 : *Les Aérosols : physique et métrologie*. Tec et Doc. 17
- Rio, C., Grandpeix, J.-Y., Hourdin, F., Guichard, F., Couvreux, F. *et al.*, 2012 : Control of deep convection by sub-cloud lifting processes : the alp closure in the lmdz5b general circulation model. *Climate Dynamics*, pp. 1–22. 86, 110
- Rio, C. et Hourdin, F., 2008 : A thermal plume model for the convective boundary layer : Representation of cumulus clouds. *J. Atmos. Sci.*, **65**, 407–425. 110

- Rio, C., Hourdin, F., Grandpeix, J.-Y. et Lafore, J.-P., 2009 : Shifting the diurnal cycle of parameterized deep convection over land. *Geophysical Research Letters*, **36** (7). 91, 110
- Risi, C., Bony, S., Vimeux, F., Chong, M. et Descroix, L., 2010 : Evolution of the stable water isotopic composition of the rain sampled along Sahelian squall lines. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **136** (S1), 227–242. 110
- Risi, C., Bony, S., Vimeux, F., Descroix, L., Ibrahim, B. *et al.*, 2008 : What controls the isotopic composition of the African monsoon precipitation ? Insights from event-based precipitation collected during the 2006 AMMA field campaign. *Geophysical Research Letters*, **35** (24), n/a–n/a. 110
- Rogers, R., 1979 : *A short course in cloud physics*. Pergamon International Library. Pergamon Press. 21
- Rosner, G., 1988 : Variation of long-lived radon daughters in precipitation. *Science of The Total Environment*, **69** (0), 179 – 190. Environmental Radiochemical Analysis. 30
- Salzmann, M., Lawrence, M. G., Phillips, V. T. J. et Donner, L. J., 2004 : Modelling tracer transport by a cumulus ensemble : lateral boundary conditions and large-scale ascent. *Atmospheric Chemistry and Physics*, **4** (7), 1797–1811. 3, 84, 110, 122
- Sanak, J., Gaudry, A. et Lambert, G., 1981 : Size distribution of ²¹⁰Pb aerosols over oceans. *Geophysical Research Letters*, **8** (10), 1067. 30
- Schlesinger, M. E., Oh, J.-H. et Rosenfeld, D., 1988 : A parameterization of the evaporation of rainfall. *Monthly Weather Review*, **116**, 1887–1895. 73
- Schulze, J., Auer, M. et Werzi, R., 2000 : Low level radioactivity measurement in support of the CTBTO. *Applied Radiation and Isotopes*, **53** (1 – 2), 23 – 30. 126
- Schumann, U., Weinzierl, B., Reitebuch, O., Schlager, H., Minikin, A. *et al.*, 2011 : Airborne observations of the eyjafjalla volcano ash cloud over Europe during air space closure in April and May 2010. *Atmospheric Chemistry and Physics*, **11** (5), 2245–2279. 4
- Seinfeld, J. H. et Pandis, S. N., 1998 : *Atmospheric Chemistry and Physics*. Meteorological monographs : 32. Wiley, New York. 20, 69, 70, 109
- Shapiro, M. et Forbes-Resha, J., 1976 : Mean residence time of ⁷Be-bearing aerosols in the troposphere. *J. Geophys Res.*, **81** (15), 2647–2649. 26, 122
- Slingo, J. M., 1980 : A cloud parametrization scheme derived from gate data for use with a numerical model. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **106** (450), 747–770. 38
- Slinn, W. G. N., 1983 : Precipitation scavenging. In *Atmospheric Sciences and Power Production*, edited by D. Raderson, chapter 11. Division of Biomedical Environmental Research, US Department of Energy. 64, 121
- Snider, J. R., Guibert, S., Brenguier, J.-L. et Putaud, J.-P., 2003 : Aerosol activation in marine stratocumulus clouds : 2. Köhler and parcel theory closure studies. *J. Geophys Res.*, **108** (D15), 8629. 70

- Sommeria, G. et Deardorff, J. W., 1977 : ubgrid-scale condensation in models of nonprecipitating clouds. *J. Atmos. Sci.*, **34**, 344–355. 38
- Sportisse, B., 2007 : A review of parameterizations for modelling dry deposition and scavenging of radionuclides. *Atmospheric Environment*, **41 (13)**, 2683–2698. 64, 121
- Stith, J., Scala, J., Reinking, R. et Martner, B., 1996 : Combined use of three techniques for studying transport and dispersion in cumuli. *J. Appl. Meteor.*, **35**, 1387–1401. 3
- Stommel, H., 1947 : Entrainment of air into a cumulus cloud. *J. Atmos. Sci.*, **4 (3)**, 91–94. 70
- Su, C.-C. et Huh, C.-A., 2006 : Measurements of ^7Be and ^{210}Pb in cloudwaters : toward a better understanding of aerosol transport and scavenging. *Geophys. Res. Lett.*, **33 (D12)**, L04807. 29
- Su, C.-C., Huh, C.-A. et Lin, F.-J., 2003 : Factors controlling atmospheric fluxes of ^7Be and ^{210}Pb in northern taiwan,. *Geophys. Res. Lett.*, **30 (19)**, 2003. 30
- Sundqvist, H., 1978 : A parameterization scheme for non-convective condensation including prediction of cloud water content. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **104 (441)**, 677–690. 38, 72, 73
- , 1988 : Parametrization of condensation and associated clouds in models for weather prediction and general circulation simulation. In *Physically-Based Modelling and Simulation of Climate and Climate Change*, edited by M. E. Schlesinger, pp. 433–461. Kluwer. 72
- Szopa, S., Balkanski, Y., Schulz, M., Bekki, S., Cugnet, D. *et al.*, 2012 : Aerosol and ozone changes as forcing for climate evolution between 1850 and 2100. *Climate Dynamics*, pp. 1–28. 3
- Taylor, G. R. et Baker, M. B., 1991 : Entrainment and detrainment in cumulus clouds. *J. Atmos. Sci.*, **48**, 112–121. 44
- Tiedtke, M., 1993 : Representation of clouds in large-scale models. *Monthly Weather Review*, **121 (11)**, 3040 – 3061. 38
- Tost, H., Jöckel, P., Kerkweg, A., Sander, R. et Lelieveld, J., 2006a : Technical note : A new comprehensive SCAVenging submodel for global atmospheric chemistry modelling. *Atmospheric Chemistry and Physics*, **6 (3)**, 565–574. 22
- Tost, H., Jöckel, P. et Lelieveld, J., 2006b : Influence of different convection parameterisations in a GCM. *Atmospheric Chemistry and Physics Discussions*, **6 (5)**, 9213–9257. 5, 116
- Tost, H., Lawrence, M. G., Brühl, C., Jöckel, P. et Team, T. G., 2010 : Uncertainties in atmospheric chemistry modelling due to convection parameterisations and subsequent scavenging. *Atmospheric Chemistry and Physics*, **10 (4)**, 1931–1951. 5, 116
- Trickl, T., Cooper, O. R., Eisele, H., James, P., Mücke, R. *et al.*, 2003 : Intercontinental transport and its influence on the ozone concentrations over central europe : Three case studies. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, **108 (D12)**, n/a–n/a. 4
- Twomey, S., 1959 : The nuclei of natural cloud formation part II : The supersaturation in natural clouds and the variation of cloud droplet concentration. *Geofisica pura e applicata*, **43**, 243–249. 20

- Usoskin, I. G., Field, C. V., Schmidt, G. A., Leppänen, A.-P., Aldahan, A. *et al.*, 2009 : Short-term production and synoptic influences on atmospheric ^7Be concentrations. *J. Geophys. Res.*, **114**, 28, 82
- Van Leer, B., 1977 : Towards the ultimate conservative difference scheme iii. upstream-centered finite-difference schemes for ideal compressible flow. *Journal of Computational Physics*, **23** (3), 263 – 275. 39
- Wang, X., Zhang, L. et Moran, M. D., 2010 : Uncertainty assessment of current size-resolved parameterizations for below-cloud particle scavenging by rain. *Atmospheric Chemistry and Physics*, **10** (12), 5685–5705. 64, 66
- Webber, W. et Higbie, P., 2003 : Production of cosmogenic Be nuclei in the earth's atmosphere by cosmic rays : Its dependence on solar modulation and the interstellar cosmic ray spectrum. *J. Geophys. Res.*, **108**. 28
- Wheeler, M. C. et Hendon, H. H., 2004 : An all-season real-time multivariate MJO index : Development of an index for monitoring and prediction. *Monthly Weather Review*, **132**, 1917. 102
- Winkler, R., Dietl, F., Frank, G. et Tschiersch, J., 1998 : Temporal variation of ^7Be and ^{210}Pb size distributions in ambient aerosol. *Atmospheric Environment*, **32** (6), 983 – 991. 30
- Winkler, R. et Rosner, G., 2000 : Seasonal and long-term variation of ^{210}Pb concentration in air, atmospheric deposition rate and total deposition velocity in south germany. *Science of The Total Environment*, **263**, 57–68. 30
- World Climate Research Programme, 1980 : Report of the meeting of jsc experts on Aerosols and Climate. 17
- Xie, S., Hume, T., Jakob, C., Klein, S. A., McCoy, R. B. *et al.*, 2010 : Observed Large-Scale Structures and Diabatic Heating and Drying Profiles during TWP-ICE. *Journal of Climate*, **23**, 57–79. 85
- Yanai, M., Chen, B. et Tung, W.-w., 2000 : The Madden–Julian oscillation observed during the TOGA COARE IOP : Global view. *J. Atmos. Sci.*, **57**, 2374–2396. 83, 121, 122
- Yoshimori, M., 2005a : Beryllium 7 radionuclide as a tracer of vertical air mass transport in the troposphere. *Advances in Space Research*, **36** (5), 828 – 832. 28, 29, 122
- , 2005b : Production and behavior of beryllium 7 radionuclide in the upper atmosphere. *Advances in Space Research*, **36** (5), 922 – 926. 25
- Young, J. et Silker, W., 1980 : Aerosol deposition velocities on the pacific and atlantic oceans calculated from ^7Be measurements. *Earth and Planetary Science Letters*, **50** (1), 92 – 104. 29
- Yu, K. et Lee, L., 2002 : Measurements of atmospheric ^7Be properties using high-efficiency gamma spectroscopy. *Applied Radiation and Isotopes*, **57** (6), 941 – 946. 30
- Zanis, P., Gerasopoulos, C., Priller, A., Schnabel, C., Zerefos, C. *et al.*, 2003 : An estimate of the impact of stratosphere-to-troposphere transport (STT) on the lower free tropospheric ozone over the Alps using ^{10}Be and ^7Be measurements. *J. Geophys. Res.*, **108** (D12). 26, 29
- Zhang, C., 2005 : Madden-Julian Oscillation. *Reviews of Geophysics*, **43** (RG2003), 36PP. 82

Zheng, X., Shen, C., Wan, G., Liu, K., Tang, J. *et al.*, 2011 : $^{10}\text{Be}/^{7}\text{Be}$ implies the contribution of stratosphere-troposphere transport to the winter-spring surface O_3 variation observed on the Tibetan Plateau. *Chinese Science Bulletin*, **56**, 84–88. [29](#)